Mechanische Theorie

der

Naturkräfte.

Von

Carl Joseph Puschl,
Kapitularen des Benediktiner-Stiftes Seitenstetten.

Wien, 1851.
Gedruckt bei Carl Gerold und Sohn.

Vorrede.

Bei der Beurtheilung des wissenschaftlichen Werthes des vorliegenden Versuches einer mechanischen Theorie der Naturkräfte ist zu unterscheiden zwischen dem bloß Hypothetischen in derselben und demjenigen, was als eine nothwendige Folge unbestreitbarer mechanischer Prinzipien sich darstellt. Zu Ersterem gehört die Annahme der Existenz eines Systems allverbreiteter Medien und der denselben behufs der Herleitung der Naturerscheinungen beigelegten Eigenschaften; zu Letzterem aber die allgemeinen, der ganzen Theorie zu Grunde liegenden Gesetze, wonach durch oscillatorische Bewegungen eines homogenen elastischen Mediums die darin vorhandenen heterogenen Massetheilchen auf die angegebene Weise in wechselseitige Bewegung gerathen. Sollte daher auch der hypothetische Theil dieser Theorie die Zustimmung der Naturforscher zu erlangen nicht im Stande sein, so glaube ich doch mit Sicherheit hoffen zu können, daß den von mir zur Erklärung der Naturgesetze in Anwendung gebrachten Prinzipien die Anerkennung wenigstens eines großen Theiles der Naturforscher nicht entgehen wird.

Die Hauptpunkte dieses Versuches habe ich bereits im März 1850 der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien und im Februar 1851 der königlichen Akademie der

Wissenschaften in Berlin zur Beurtheilung vorgelegt; die von beiden Seiten darüber erfolgten, meine Theorie weder geradezu mißbilligenden noch auch ihr zustimmenden Entscheidungen, welche übrigens den bedeutendsten Theil derselben, nämlich die Erklärung der Polaritätsphänomene, ganz unberührt lassen, bestärken mich in der Zuversicht, daß ein irgend erheblicher Grund gegen die Zulässigkeit der Prinzipien, worauf die im Folgenden entwickelte Theorie beruht, nicht wird aufgefunden werden können.

Seitenstetten, im Oktober 1851.

Der Verfasser.

Alle für unsere Sinne wahrnehmbaren Veränderungen in der Natur sind Resultate von Bewegungen materieller Theilchen. Bewegung ist überall; sie bewirkt einen immerwährenden Wechsel der Erscheinungen auf der Erde wie in den Räumen des Himmels; in den Körpern selbst, unter den kleinsten Theilen derselben, herrscht, unsern Augen verborgen aber aus den Wirkungen erkennbar, eine unaufhörliche innere Bewegung, ein ewiges Oscilliren, ein wechselseitiges Geben und Nehmen, ein ununterbrochener allseitiger Austausch mannigfaltiger Bewegungsanregungen. Und in allem diesen waltet kein Zufall; unabänderliche, allgemein gültige Gesetze bestimmen, wie den Lauf der Gestirne, so auch die geringste Schwankung eines Atoms, erzeugen und erhalten eine allgemeine Harmonie und machen die Welt zum geordneten Ganzen. Woher kommen nun aber diese Bewegungen, die den physischen Erscheinungen zu Grunde liegen? und woher die Gesetze, unter deren Herrschaft sie stehen? Diese Fragen sind es, auf welche der forschende und nie befriedigte Verstand immer wieder geleitet wird, deren Beantwortung für ein tieferes Verständniß des Weltganzen und des ursachlichen Zusammenhanges in demselben unerläßliche Bedingung ist. Zwar ist in dieser Hinsicht aus der Gesammtheit der Naturerscheinungen klar, daß die kleinsten Theilchen der Materie selbst auf einander einzuwirken und sich gegenseitig Bewegung zu ertheilen vermögen; allein über den weiteren Grund dieser Wechselwirkungen eine befriedigende Ansicht aufzustellen, ist den verschiedenen dahin abzielenden Bemühungen bisher nicht gelungen. Die Erfolglosigkeit der Versuche, jene Aktionen aus einem materiellen Grunde abzuleiten, ward Veranlassung, daß man zu nichtsinnlichen Ursachen oder

eigenthümlichen im Wesen der Materie liegenden Kräften seine Zuflucht nahm, deren Sitz man in die kleinsten Theile der Materie verlegte und welche nun in nicht unbedeutender Anzahl als fernwirkende und Molekularkräfte, als anziehende, abstoßende und lateral wirkende in die Naturlehre eingeführt sind. Allein abgesehen davon, daß auf diese Weise für jede besondere Klasse von Erscheinungen immer wieder neue zu den übrigen in keiner erkennbaren Beziehung stehende Kräfte zu Hilfe gerufen werden müssen, wird hiebei offenbar nicht die mindeste Einsicht gewonnen in die eigentlichen Hergänge, in Folge deren nach bestimmten Gesetzen Bewegung eintritt, ja man müßte, wenn kein anderer Ausweg sich finden ließe, geradezu auf die Hoffnung verzichten, je zu einer Erklärung der Hauptphänomene der Natur zu gelangen, da man nie im Stande sein wird, sich von dem Wesen und der Wirkungsweise einer sogenannten Kraft und von ihrer Verbindung mit der Materie eine Vorstellung zu machen. Soll daher das erhabene Ziel, welches die Naturforschung anstrebt, die mannigfaltigen in der Körperwelt vor sich gehenden Bewegungen aus einem allgemeinen Prinzipe abzuleiten und damit zugleich den innern Grund und Zusammenhang der Naturgesetze zu enthüllen, je erreicht werden, so ist nothwendig ein von dem bisher betretenen verschiedener Weg einzuschlagen. Auf einen solchen und zwar menschlicher Vorstellung und mathematischer Gedankenentwicklung zugänglichen Weg die Aufmerksamkeit der Naturforscher hinzulenken, ist der Zweck der gegenwärtigen Abhandlung.

Wirkungen, welche wie die Bewegungen materieller Theilchen in allen Räumen erzeugt werden und fortdauern, wo immer Materie sich finden mag, an den fernen Massen, von deren Dasein uns das Licht Zeugniß gibt, wie im Innern des kleinsten Stäubchens, können denkbarer Weise nur von Ursachen herrühren, welche gleichfalls in allen Räumen vorhanden und thätig sind. Eine solche überall verbreitete Ursache von Bewegungen materieller Theilchen kann man nur als ebenfalls materiellen, wenn gleich höchst feinen, in jedem Raume, selbst noch zwischen den kleinsten Theilchen der Körper vorhandenen Stoff auffassen,

welchen man sich, wie den zur Erklärung der Lichterscheinungen angenommenen Aether, aus kleinen Theilchen bestehend denken mag, die durch anziehende und abstoßende Kräfte, deren Ursprung hier noch unbestimmt bleiben kann, unter deren Herrschaft aber ein stabiler Gleichgewichtszustand möglich ist, unter einander in wechselseitiger Verbindung stehen. Es ist auch schon oft und seit langem versucht worden, Bewegungen in der Körperwelt aus der Annahme eines allverbreiteten Mediums abzuleiten; insbesondere ist es der Umstand, daß eine unmittelbare Wirkung in die Ferne geradezu undenkbar ist, welcher immer wieder zu neuen Erklärungsversuchen dieser Art auffordern mußte. Für das Dasein einer materiellen Vermittlung sprechen indessen nicht allein die eigentlich sogenannten Fernwirkungen, wie die allgemeine Schwere, die elektrischen und magnetischen Kraftäußerungen, sondern auch die Molekular-Aktionen, welche den Aggregationszustand und die chemische Affinität der Stoffe bedingen; denn da die Theilchen der Körper zahlreichen Erscheinungen zufolge einander nicht bis zur Berührung genähert sind, sondern in verhältnißmäßig sehr großen Abständen von einander erhalten werden, so bleibt selbst eine unmittelbare Wechselwirkung zweier benachbarten Molekel eines Körpers immer noch eine Wirkung in die Ferne. Man könnte nun zwar aus diesem Gesichtspunkte gegen die Annahme eines aus getrennten Theilchen bestehenden Mediums einwenden, daß man hier immer noch eine Wirkung in die Ferne, nämlich zwischen den Theilchen dieses Stoffes, annehme; allein man kann entgegnen, daß, wenn nur einmal die gegenseitigen Aktionen der Theilchen der Körper ihre Erklärung gefunden haben, auch die Wechselwirkungen der Theilchen der vorausgesetzten Medien auf ähnliche Weise zu erklären sein werden.

Zugegeben nun, daß ein allverbreitetes Medium existire, so handelt es sich darum, zu zeigen, auf welche Weise dasselbe zu gegenseitigen Bewegungsanregungen der darin befindlichen Körpertheilchen Veranlassung gebe.

Offenbar muß ein Körpertheilchen, welches sich in dem vorausgesetzten Medium zu irgend einer Zeit im Zustande der

Ruhe befindet, auch immer in diesem Zustande bleiben, so lange die Aktionen der Theilchen des Mediums auf dasselbe sich gegenseitig aufheben; sobald aber aus was immer für einem Grunde zwei entgegengesetzte Seiten des Körpertheilchens in ungleichem Grade afficirt würden, müßte es in der Richtung der überwiegenden Aktion in Bewegung gerathen. Nur so ist es denkbar, daß durch ein überall verbreitetes elastisches Medium einem Körpertheilchen Bewegung ertheilt werde. Ein materielles Theilchen vermag demnach auf ein anderes nur in sofern eine Wirkung auszuüben, als es Ursache werden kann, daß dasselbe von dem es umgebenden Medium nach irgend einer Richtung eine stärkere Aktion oder einen stärkeren Druck als nach der entgegengesetzten Richtung erleidet, oder mit andern Worten: Zwischen zwei materiellen Theilchen findet eine wechselseitige Anregung zur Bewegung nur dann statt, wenn jedes derselben Ursache ist daß an zwei entgegengesetzten Seiten des andern eine Verschiedenheit bezüglich der Elastizität der daran grenzenden Partien des Mediums herrscht. Die einfachste Art, wie ein materielles Theilchen dieses bewirken könne, ist leicht anzugeben. Sobald nämlich ein Körpertheilchen A auf irgend eine Weise das Gleichgewicht des daran grenzenden Mediums stört und somit eine Veränderung der für den Zustand des Gleichgewichts stattfindenden Elastizität und Dichte hervorbringt, verbreitet sich dieselbe in dem elastischen Medium nach den bekannten Gesetzen in Form einer Welle, und es entsteht daher bei ihrem Anlangen an einem andern Körpertheilchen B eine entsprechende Aenderung in der Elastizität und Dichte des Mediums an der von ihr getroffenen Seite desselben. Ist nun, wie wir annehmen, die Masse von B verhältnißmäßig sehr groß, so wird das auf die Oberfläche desselben stoßende Wellenstück von ihr zurückgeworfen, während aus eben diesem Grunde in der an die entgegengesetzte Seite von B grenzenden Partie des Mediums keine Störung des Gleichgewichts, also auch keine Aenderung in der Elastizität und Dichte derselben eintreten kann. Es herrscht demnach auf entgegengesetzten Seiten des Körpertheilchens B verschiedene Elastizität des Mediums, wovon eine Bewegung desselben in der Richtung

des stärkeren Druckes oder nach der Seite der geringeren Elastizität die nothwendige Folge ist.

Auf diese Weise ließe sich also eine Wirkung in beliebige Fernen wohl erklären; allein da die von den Körpertheilchen ausgehenden Aktionen kontinuirlich sind, so muß auch noch ausfindig gemacht werden, wie denn die wellenerregende Kraft eines Molekels, welche doch nur in einer vibrirenden Bewegung entweder des ganzen Molekels oder der dasselbe konstituirenden kleineren Theilchen bestehen kann, immer in gleicher Stärke erhalten werden könne, da ein Körpertheilchen durch Erregung einer Welle in einem elastischen Medium nach den Gesetzen des Stoßes elastischer Körper eben so viel an lebendiger Kraft verlieren muß, als die erregte Welle besitzt. Auch hiefür läßt sich eine Erklärung, und zwar durch folgende Betrachtung geben.

Die Theilchen des postulirten Mediums wirken auf einander durch Kräfte, unter deren Einfluß in demselben ein stabiles Gleichgewicht möglich ist. Würde man also sämmtliche Theilchen dieses Systems in ihre diesem Gleichgewichte entsprechenden Lagen versetzen, ohne ihnen zugleich eine Geschwindigkeit zu ertheilen, so müßte das ganze System fortwährend in Ruhe bleiben; allein man mag sich von dem Entstehen eines solchen Stoffes was immer für eine Vorstellung machen, so wird man es jedenfalls unendlich unwahrscheinlich finden, daß dabei einem jeden Theilchen desselben sogleich genau jene Lage zu Theil wurde, in welcher es unter der Einwirkung aller übrigen Theilchen in vollkommener Ruhe verharren konnte, und es ist daher eine ganz natürliche Annahme, daß das ganze System, dessen Existenz wir voraussetzen, sich nur annäherungsweise im Zustande des stabilen Gleichgewichts befinde. Ist die Abweichung von diesem Zustande, wie wir in diesem Falle wohl annehmen dürfen, nur eine sehr geringe, so kann jedes Theilchen des Systems fortwährend nur kleine Schwankungen oder Oscillationen um seine Gleichgewichtslage vollbringen, welche in Folge der zwischen den Theilchen obwaltenden Wechselwirkung durch das ganze System fortgepflanzt werden. Sonach ist jedes Theilchen als Erregungsort einer ununterbrochenen Folge von Wellen zu betrachten, die sich nach dem Prinzipe der Superposition

der kleinsten Schwingungen durch das Medium ohne Ende verbreiten und die wirkliche Bewegung eines Theilchens ist in jedem Augenblicke die Resultirende aus allen gleichzeitig auf dasselbe übertragenen Bewegungsanregungen. Eine stets in gleichem Sinne fortgehende Verminderung der Summe der lebendigen Kräfte dieses unbegrenzten Systems wäre offenbar nur in dem Falle und so lange möglich, als eine etwa noch vorhandene fremdartige Materie auf Kosten der lebendigen Kraft jenes Systems Bewegung oder einen Zuwachs an Geschwindigkeit erhielte. Dagegen muß sich die Vertheilung der lebendigen Kraft der Schwingungsbewegung über das ganze System ohne Ende jenem Zustande nähern, in welchem jede Partie des Systems fortwährend eben so viel an lebendiger Kraft abgibt, als sie von ihrer Umgebung empfängt, wie es in dem sogenannten beweglichen Gleichgewichte der Fall ist, welches zwischen den Molekeln eines gleichmäßig warmen Körpers oder in einem Systeme von Körpern von gleicher Temperatur obwaltet. Da nun irgend ein materielles Theilchen, welches im Stande ist, in diesem Medium Schwingungen zu erregen, auch seinerseits fähig sein muß, von den Theilchen des Mediums affizirt zu werden; so muß auch jenes zu diesen nach und nach in ein solches Gleichgewicht treten, bei welchem es immerfort nur so viel lebendige Kraft abgibt, als ihm durch die Aktion der vibrirenden Theilchen des Mediums mitgetheilt wird.

In einem nach allen Richtungen gleich elastischen Medium, wie das hier vorausgesetzte, hat eine willkürliche partielle Störung des Gleichgewichts im Allgemeinen die Bildung zweier Wellen zur Folge; in der einen schwingen die Theilchen longitudinal oder in der Richtung der Bewegungsfortpflanzung, in der andern transversal oder in Bahnen, welche in einer auf der Fortpflanzungsrichtung senkrechten Ebene liegen. In jeder Welle findet eine Aenderung der relativen Position der Theilchen, also auch der Dichte des Mediums statt. Wir unterziehen beide Fälle einer besonderen Betrachtung und nehmen zunächst an, daß in dem postulirten Medium nur Wellen mit longitudinalen Schwingungen fortgepflanzt werden.

I.

Stellen wir uns also ein materielles Theilchen B vor, dessen Masse gegen jene eines gleich großen Raumtheiles des Mediums als sehr groß zu betrachten ist und untersuchen wir, welche Wirkung eine in dem longitudinal schwingenden Medium fortschreitende und bei B anlangende Welle auf dieses Theilchen hervorbringt. Wir werden dabei der leichteren Unterscheidung wegen ein solches materielles Theilchen ein Körperatom nennen, ohne damit andeuten zu wollen, daß es nicht als Aggregat von noch kleineren Theilchen zu denken sei.

Die betrachtete Welle besteht, da sie aus der Fortpflanzung longitudinaler Schwingungen hervorgeht, aus einem verdichteten und einem verdünnten Theile; so wie nun diese nach einander bei B eintreffen, können wir die Wirkung eines jeden derselben für sich bestimmen.

Es sei δ die Verdichtung des Mediums, welche an der von der Welle getroffenen Oberfläche des Körperatoms B in dem Augenblicke, wo $\frac{2\pi t}{T}$ die Phase der an dieselbe grenzenden Theilchen des Mediums ist, stattfindet, so hat man

$$\delta = \frac{2\pi a}{L} \sin \frac{2\pi t}{T},$$

wenn a die Schwingungsweite, L die Wellenlänge und T die Oscillationsdauer bedeutet, während die Zeit t von dem Momente an gerechnet wird, in welchem die Verdichtung an der Oberfläche von B ihren Anfang nahm. Da nun hiebei das auf B stoßende Wellenstück durch die verhältnißmäßig sehr große Masse dieses Atoms nahezu vollständig zurückgeworfen wird, so kann die Dichte des Mediums an der hintern Seite von B keine erhebliche Aenderung erleiden und es ergibt sich somit eine Ungleichheit der Elastizitäten der an die zwei entgegengesetzten Seiten von B grenzenden Partien des Mediums, womit eine

Verschiedenheit in der Stärke des Druckes auf eben diese Seiten und demnach eine Bewegung in der Richtung des stärkeren Druckes als nothwendige Folge verbunden ist. Die Bewegung des Atoms B erfolgt daher, wenn wir zunächst nur den verdichteten Wellentheil ins Auge fassen, in der Richtung der Fortpflanzung der Welle. Bezeichnet e die der Verdichtung δ entsprechende Elastizität des Mediums an der vorderen Seite von B und e' die Elastizität desselben auf der entgegengesetzten Seite dieses Atoms, so hat man, da die Differenz e—e' offenbar der Verdichtung δ proportional gesetzt werden kann, $e - e' = k\delta$, wo k eine Konstante vorstellt. Nennt man nun q die auf B wirkende bewegende Kraft, so ist, wenn ω einen der Oberfläche desselben proportionalen Faktor bedeutet, $q = \omega(e - e') = k\delta\omega$; folglich, wenn zugleich der Einfachheit wegen die Konstante $k = 1$ gesetzt wird,

$$q = \frac{2\pi\omega a}{L} \sin \frac{2\pi t}{T}$$

Hat B in Folge der Wirksamkeit dieser veränderlichen Kraft am Ende der Zeit t die Geschwindigkeit v erlangt, so ist $q = \mu \frac{dv}{dt}$ wenn μ die Masse desselben bedeutet; daher auch

$$dv = \frac{2\pi\omega a}{\mu L} \sin \left(\frac{2\pi t}{T}\right) dt.$$

Befand sich B im Anfange der Verdichtung oder für $t = o$ in Ruhe, so ergibt die Integration, wenn $V = \frac{L}{T}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle bezeichnet,

$$v = \frac{\omega a}{\mu V} \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{T}\right).$$

Es sei ferner s der Weg, welchen B am Ende der Zeit t zurückgelegt hat, so ist

$$s = \int_0^t v dt = \frac{\omega a}{\mu V} \left(t - \frac{T}{2\pi} \sin \frac{2\pi t}{T}\right);$$

das Atom B hat daher nach Verlauf der Zeit $\frac{T}{2}$ oder der halben Dauer einer Schwingung, womit die Verdichtung ihr Ende erreicht, bereits den sehr kleinen Weg $\sigma = \frac{\omega a T}{2\mu V}$ zurückgelegt und zugleich die sehr kleine Geschwindigkeit $\gamma = \frac{2\omega a}{\mu V}$ erlangt, dieselbe nämlich, als wenn es in der Richtung der Fortpflanzung der Verdichtung den Impuls $p = \frac{2\omega a}{V}$ empfangen hätte.

Ist r die Entfernung des Punktes, von welchem die Verdichtung ausging, von dem Atom B, und α die Schwingungsweite der von der Bewegung ergriffenen Theilchen des Mediums in der Entfernung 1 vom Erregungsorte, so hat man $a = \frac{\alpha}{r}$ mithin $p = \frac{2\alpha\omega}{rV}$ und $\sigma = \frac{\alpha\omega T}{2rV}$. Streng genommen wäre zwar auch die sehr kleine Veränderung von r während der Zeit $\frac{T}{2}$ zu berücksichtigen; allein da sich hierdurch der Werth von σ nur um eine sehr kleine Größe der zweiten Ordnung ändert, wenn σ selbst von der ersten Ordnung ist, so kann man dieselbe als gegen σ verschwindend ohne Fehler vernachläßigen. Folgt daher nun auf den verdichteten der verdünnte Wellentheil, so befindet sich im Augenblicke des Anlangens desselben das Atom B bereits in der Entfernung $r + \sigma$ vom Erregungsorte der Welle.

Die Wirkung des verdünnten Theiles einer auf B stoßenden Welle findet man auf dieselbe Weise. Ist r′ die Entfernung des Atoms B vom Erregungsorte und α die Amplitude in der Entfernung 1, so ist jene Wirkung dieselbe, als wenn die momentane Kraft $p' = \frac{2\alpha\omega}{r'V}$ und zwar in dem der Fortpflanzungsrichtung der Welle entgegengesetzten Sinne auf B gewirkt hätte; welches sich daher, wenn es im Anfange der Verdünnung in Ruhe war, am Ende derselben in der Entfernung $r' - \frac{\alpha\omega T}{2\mu r' V}$ vom Mittelpunkte der Welle befindet.

Die Wirkung einer ganzen Welle auf ein von ihr getroffenes Körperatom läßt sich demnach, wenn ihr verdichteter Theil vorangeht, so ansehen, als ob jenem zuerst ein Impuls in der Richtung ihres Fortschreitens und dann, nach Verlauf eines bestimmten, sehr kleinen, der Schwingungsdauer proportionalen Zeittheilchens ein zweiter Impuls in entgegengesetztem Sinne beigebracht würde. Bedeutet σ' den sehr kleinen Weg, den das Atom B zufolge des zuerst erhaltenen Impulses bis zum Eintritte des zweiten zurücklegt, so ist, wenn die Stärke des ersten dem Vorhergehenden zufolge durch $p = \frac{2\alpha\omega}{rV}$ ausgedrückt wird, die Stärke des zweiten $p' = \frac{2\alpha\omega}{(r+\sigma')V}$, und die Bewegungsgröße, womit zuletzt das Atom im Sinne des ersten Impulses fortschreitet, $p - p' = \frac{2\alpha\omega\sigma'}{r(r+\sigma')V}$, oder weil σ' gegen r verschwindet, $p - p' = \frac{2\alpha\omega\sigma'}{r^2V}$. Für den Weg σ', welcher offenbar der Stärke des ersten Impulses p so wie der Schwingungsdauer T proportional ist, ergibt sich der Ausdruck $\sigma' = \frac{h\alpha\omega T}{2\mu rV}$ wo h, wie aus der Vergleichung mit dem oben für σ gefundenen Werthe folgt, eine von der Einheit nur wenig verschiedene Konstante ist; man hat daher

$$1) \qquad p - p' = \frac{h\alpha^2\omega^2 T}{\mu r^3 V^2}.$$

Ist im andern Falle der verdünnte Wellentheil der vorangehende, so erhält das Atom B zuerst den Impuls $p = \frac{2\alpha\omega}{rV}$ gegen den Mittelpunkt der Welle hin, sodann, wenn es in dieser Richtung den sehr kleinen Weg σ'' zurückgelegt hat, den zweiten Impuls $p'' = \frac{2\alpha\omega}{(r-\sigma'')V}$ in der Richtung der Fortpflanzung der Welle; es ist daher die bewegende Kraft, mit welcher das Atom B in letzterer Richtung nach Empfang beider Impulse fortgetrieben wird: $p'' - p = \frac{2\alpha\omega\sigma''}{r^2V}$. Da aber der

Unterschied der Wege σ'' und σ', wie man leicht findet, eine Größe ist, welche gegen σ' oder σ'' selbst verschwindet, so hat man ohne merklichen Fehler $\sigma'' = \sigma'$ und folglich

$$2) \qquad p'' - p = \frac{h\alpha^2\omega^2 T}{\mu r^3 V^2}$$

Die Wirkung einer longitudinalen Welle auf ein von ihr getroffenes ruhendes Körperatom ist demnach in beiden Fällen dieselbe und zwar eine solche, als wenn auf selbes ein einziger Impuls $p - p'$ oder $p'' - p$ in der Richtung der Fortpflanzung der Welle ausgeübt worden wäre; man kann daher als Gesetz aufstellen: Jede aus irgend einem Punkte eines elastischen Mediums sich verbreitende Welle longitudinaler Schwingungen ertheilt einem von ihr getroffenen ruhenden Körperatom einen Impuls in der Richtung ihrer Fortpflanzung, dessen Intensität der dritten Potenz des Abstandes des Atoms vom Erregungsorte der Welle verkehrt proportional ist.

Wir haben auch noch den Fall zu untersuchen, wenn das von einer Welle getroffene Körperatom sich schon in Bewegung befindet. Wir wollen annehmen, daß die Geschwindigkeit der Wellenfortpflanzung in unserem Medium so groß sei, daß jede einem Körperatom eigene Geschwindigkeit dagegen als verschwindend klein betrachtet werden kann, wobei auch der Weg, den ein solches Atom vermöge der ihm eigenthümlichen Geschwindigkeit während der Dauer einer Undulation zurücklegt, gegen die Länge einer Welle verschwindend klein sein muß. Zerlegt man ferner die Bewegung des Atoms nach zwei auf einander senkrechten Richtungen, von denen die eine in die Richtung der Fortpflanzung der Welle fällt, so bleibt nur die ihm in dieser Richtung zukommende Geschwindigkeit zu berücksichtigen. Es sei c diese Geschwindigkeit, t das sehr kleine Zeitintervall zwischen den zwei Impulsen, auf welche die Wirkung der ganzen Welle sich zurückführen läßt, so hat, wenn der verdichtete Theil vorausgeht, das Atom nach dem Empfange des ersten Impulses bis zum Eintreffen des zweiten den Weg $ct + \sigma'$ zurückgelegt, σ' in der obigen Bedeutung genommen; es wird daher die Stärke des letzteren

durch $q' = \frac{2\alpha\omega}{(r+ct+\sigma')V}$ ausgedrückt. Durch die vorausgehende Verdichtung hatte das Atom den Impuls $q = \frac{2\alpha\omega}{rV}$ erhalten; es bleibt daher in der Richtung desselben die bewegende Kraft

$$3)\qquad q - q' = \frac{2\alpha\omega\ (ct + \sigma')}{r^2V},$$

wenn man berücksichtigt, daß $ct + \sigma$ gegen r verschwindet.

Geht umgekehrt unter denselben Umständen der verdünnte Wellentheil voraus, so erhält das Atom zuerst den Impuls $q = \frac{2\alpha\omega}{rV}$ gegen den Mittelpunkt der Welle hin, und wenn es den Weg $ct - \sigma'$ durchlaufen hat, den zweiten Impuls $q'' = \frac{2\alpha\omega}{(r+ct-\sigma')V}$ in der Richtung der Fortpflanzung der Welle; es bleibt also wieder in dieser Richtung die bewegende Kraft

$$4)\qquad q'' - q = \frac{2\alpha\omega\ (\sigma' - ct)}{r^2V},$$

wobei $\sigma' = \frac{h\alpha\omega T}{2\mu rV}$ zu setzen ist. So lange es sich also um die Wirkung einer einzelnen Welle handelt, ist nicht nur die Geschwindigkeit des getroffenen Körperatoms zu berücksichtigen, sondern es ist auch nicht einerlei, ob der verdichtete oder der verdünnte Wellentheil vorangeht.

Erinnern wir uns nun der oben gemachten Voraussetzung, wonach jedes Theilchen des Mediums als Mittelpunkt einer ununterbrochenen Folge von Wellen von durchschnittlich gleicher Intensität betrachtet werden kann. Wäre nur ein einziges Körperatom B in dem sonst nach allen Richtungen gleichförmig vertheilten Medium vorhanden, so müßten offenbar die Bewegungsanregungen, welche B von sämmtlichen Theilchen des Mediums als eben so vielen Wellenmittelpunkten erleidet, sich gegenseitig aufheben und somit das Atom, wenn ihm keine anderweitige Bewegung zukommt, kleine Schwankungen abgerechnet, in Ruhe bleiben, da kein Grund vorhanden ist, warum eine fortschrei-

tende Bewegung desselben in irgend einer Richtung erfolgen sollte. Anders verhält sich die Sache, wenn außer B noch ein anderes Körperatom A vorhanden ist. Eine nähere Ueberlegung lehrt, daß in diesem Falle eine Störung des Gleichgewichts zwischen den Einwirkungen sämmtlicher Theilchen des Mediums auf das Atom B aus einer zweifachen Ursache eintreten muß. Erstens wirkt A durch selbstständige Erregung von Schwingungen wie auch durch Reflexion der es treffenden Wellenstücke als eigenthümlicher Wellenmittelpunkt, wodurch es auf B eine Aktion ausübt, welche durch keine andere ihr gleiche und der Richtung nach entgegengesetzte aufgehoben wird; zweitens wird dadurch, daß das Atom A die es treffenden Stücke jener Wellen reflektirt oder absorbirt, welche von irgend einem Punkte des von B aus betrachtet über A hinaus liegenden Raumes herkommen, die Fortpflanzung eben dieser Wellenstücke bis B und ihre dadurch bedingte Aktion auf dieses Atom verhindert, und die Einwirkungen der Theilchen des Mediums auf B sind daher auch aus diesem Grunde nicht mehr im Stande, sich gegenseitig das Gleichgewicht zu halten. Dasselbe gilt umgekehrt von dem Atom A.

Um nun zunächst die Wirkung zu bestimmen, welche auf das Atom B aus dem zuerst genannten Grunde ausgeübt wird, sei β die Amplitude in einer von A ausgegangenen Welle in der Entfernung 1 von diesem Punkte, c die in die Richtung AB fallende Komponente der Geschwindigkeit von B, und die Distanz AB = r. Nach den Gleichungen 3) und 4) ist die Wirkung, welche diese Welle auf B äußert, ein in der Richtung ihres Fortschreitens ausgeübter Impuls, dessen Intensität, wenn man in den genannten Gleichungen α mit β vertauscht und statt σ' den ihm entsprechenden Werth setzt, durch

$$\frac{\omega}{r^2 V}\left(\frac{h\beta^2\omega T}{\mu r V} + c/\beta\right) = u \text{ oder durch } \frac{\omega}{r^2 V}\left(\frac{h\beta^2\omega T}{\mu r V} - c/\beta\right) = u'$$

ausgedrückt wird, je nachdem die Verdichtung oder die Verdünnung vorausgeht. Bezeichnen wir durch S (u) die Summe aller Impulse der ersten Art und durch S (u') die Summe aller Impulse der zweiten Art, welche die von A ausgehenden Wellen

während des Zeittheilchens T, innerhalb dessen c als konstant betrachtet werden kann, dem Atom B beibringen, so hat man für die Bewegungsgröße Q, welche diesem durch die Einwirkung von A während der Zeit T mitgetheilt wird, die Gleichung $Q = S(u) + S(u')$. Es ist aber

$$S(u) = \frac{\omega}{r^2 V}\left[\frac{h\omega T}{\mu r V} S(\beta^2) + ct\, S(\beta)\right] \text{ und}$$

$$S(u') = \frac{\omega}{r^2 V}\left[\frac{h\omega T}{\mu r V} S(\beta^2) - ct\, S(\beta)\right];$$

folglich, da unter der unendlich großen Anzahl der von A während der Zeit T ausgesendeten Wellen eben so oft die Verdichtung wie die Verdünnung vorausgehen muß,

$$5) \qquad Q = \frac{2h\omega^2 T S(\beta^2)}{\mu r^3 V^2}.$$

Es ist daher die von dem Atom A auf B ausgeübte Wirkung von der Bewegung desselben unabhängig.

Da nun diese Aktion in dem angenommenen Medium ununterbrochen fortdauern muß, so wird A auf B und aus demselben Grunde B auf A eine kontinuirliche abstoßende Kraft zu äußern scheinen. Nimmt man jene Kraft als Einheit an, welche der Masse 1 in der Zeit 1 die Geschwindigkeit 1 ertheilt, so erhält man für die von A auf B ausgeübte Abstoßung F die Formel

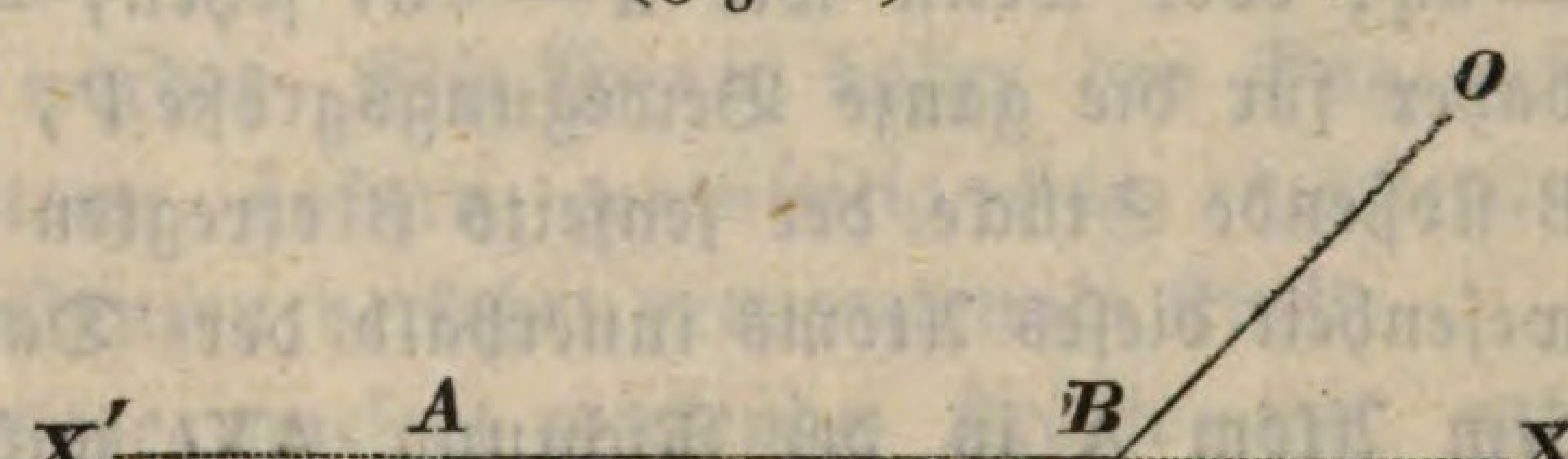
$$6) \quad F = \frac{2h\omega^2 S(\beta^2)}{\mu r^3 V^2}, \text{ oder wenn man } S(\beta^2) = i \text{ und } \frac{2h\omega^2}{\mu V^2} = \gamma \text{ setzt,}$$

$F = \frac{\gamma i}{r^3}$ welche zugleich, wenn wir die Atome A und B als gleich betrachten, die Aktion von B auf A ausdrückt. Wir haben somit das Gesetz: Alle Körperatome äußern wechselseitig eine abstoßende, der dritten Potenz der Entfernungen verkehrt proportionale Kraft.

Wir wenden uns nun sogleich zur Betrachtung der zweiten Ursache einer gegenseitigen Einwirkung zweier in unserem Medium befindlichen Körperatome. Wir bezeichnen dieselben wieder

mit A und B und nehmen der Kürze wegen auf eine ihnen zukommende eigene Bewegung keine Rücksicht. Fassen wir zunächst das Atom A ins Auge und bedenken, daß alle von dem jenseits B liegenden Raume herkommenden Wellen das auf B stoßende Stück durch die daselbst vor sich gehende Reflexion und Absorption verlieren, dieses daher nicht bis A fortgepflanzt wird und somit auch keine Wirkung auf dieses Atom hervorbringen kann, während die in entgegengesetzter Richtung gegen A herkommenden Wellen keinen solchen Verlust an lebendiger Kraft erleiden, so ist klar, daß eine Bewegung des Atoms im Sinne dieser letzteren als der wirksameren, also gegen B hin, eintreten muß, und da aus demselben Grunde auch eine Bewegung des Atoms B gegen A erfolgt, so werden beide eine anziehende Kraft auf einander auszuüben scheinen. Die Annäherung derselben geschieht in der Verbindungslinie AB; wir haben daher bei der Bestimmung der anziehenden Kraft bloß ihre in die erwähnte Richtung fallenden Komponenten zu berücksichtigen.

(Fig. 1.)



Es seien A und B zwei gleiche Körperatome, O ein Theilchen des Mediums, α die Amplitude in einer von O ausgehenden Welle in der Entfernung 1; es sei ferner AB = r, BO = R und der Winkel OBX = θ, so wird der Impuls, welchen das auf B stoßende Stück jener Welle bei ungehinderter Fortpflanzung bis A auf dieses Atom in der Richtung AX′ ausgeübt hätte, den oben aufgestellten Gleichungen 1) und 2) zufolge, da es bei seiner Ankunft in A den Weg r + R zurückgelegt haben würde, durch

$$q = \frac{h\omega^4 T}{\mu(r+R)^3 V^2} \cdot J\cos\theta$$

ausgedrückt, wobei $J\cos\theta$ die in die Richtung AB fallende Komponente der lebeudigen Kraft jenes Wellenstückes bedeutet. Diese steht unter übrigens gleichen Umständen mit der Oberfläche des Atoms B in geradem und mit dem Quadrate der Distanz R

in verkehrtem Verhältnisse; man kann daher $J = \frac{\alpha^2 \omega}{R^2}$ setzen und bekommt so

$$q = \frac{h\alpha^2\omega^3 T \cos\theta}{\mu R^2 (r + R)^3 V^2}.$$

Denkt man sich aus B als Mittelpunkt mit den Halbmessern R und R + dR Kugelflächen beschrieben, so hat man für ein Raumelement dv der zwischen beiden Flächen befindlichen Kugelschale den Ausdruck: $dv = R^2 \sin.\theta \, dR \, d\theta \, d\eta$, wenn θ den Winkel des Radius R mit der Linie AB und η die Neigung der Ebene des Winkels θ gegen eine durch AB gelegte fixe Ebene bedeutet. Ist O der Mittelpunkt dieses Raumelementes und n die Anzahl der darin enthaltenen Theilchen des Mediums, so ist die Bewegungsgröße, welche die von B aufgehaltenen Stücke aller von dv ausgehenden Wellen binnen der Zeit T ode der Dauer einer Schwingung dem Atom A in der Richtung AX′ bei nicht gehinderter Fortpflanzung mitzutheilen vermocht hätten, $= nq$, oder wenn wir $n - \lambda dv$ setzen, $= \lambda q dv$; es ergibt sich daher für die ganze Bewegungsgröße P, welche sämmtliche auf B stoßende Stücke der jenseits B erregten Wellen ohne die Anwesenheit dieses Atoms innerhalb der Dauer einer Schwingung dem Atom A in der Richtung AX′ mittheilen würden, der Ausdruck

$$P = \frac{h\lambda\alpha^2\omega^3 T}{\mu V^2} \int_0^\infty \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\sin\theta \cos.\theta \, dR \, d\theta \, d\eta}{(r + R)^3},$$

wobei sich die Integralzeichen nach der Ordnung auf die Variablen R, θ, η beziehen. Nach Vernichtung der Integrationen erhält man

$$7) \qquad P = \frac{k\alpha^2\omega^3 T}{\mu r^2 V^2},$$

wenn man der Kürze wegen anstatt $\frac{h\lambda\pi}{2}$ eine neue Konstante k setzt.

Da nun die erwähnten Wellenstücke diese Wirkung auf A nicht ausüben können, weil sie von B daran verhindert werden, auf der entgegengesetzten Seite von A aber kein solcher Vorgang stattfindet, so ist P die dem Atom A in der Zeit T wirklich ertheilte Bewegungsgröße und $\frac{P}{\mu}$ die Geschwindigkeit, die es während dieser Zeit in der Richtung AB erlangt hat. Bezeichnet n die Anzahl der Schwingungen eines Theilchens des Mediums in der Zeit 1 und G die binnen dieser Zeit dem Atom A auf die eben angegebene Weise ertheilte Bewegungsgröße, so hat man

$G = nP = \frac{P'}{T}$ und daher

$$G = \frac{k\alpha^2\omega^3}{\mu r^2 V^2} \tag{8}$$

und dies ist der Ausdruck für die kontinuirliche anziehende Kraft, welche B auf A und umgekehrt A auf B ausübt. Daß auf diesen Werth von G die eigene Bewegung von A und B keinen merklichen Einfluß habe, kann auf dieselbe Weise wie oben bezüglich der Abstoßung gezeigt werden. Wir können daher den Satz aufstellen: Alle Körp ratome äußern gegenseitig eine anziehende, dem Quadrate der Distanzen verkehrt proportionale Kraft.

Belegen wir entgegengesetzt wirkende Kräfte mit entgegengesetzten Vorzeichen, so haben wir nach dem Bisherigen für die gesammte in dem angenommenen Medium stattfindende Wechselwirkung zweier Atome einen Ausdruck von der Form $\frac{a}{r^3} - \frac{b}{r^2}$. Es ist also, da mit zunehmender Distanz r die Abstoßung schneller abnimmt. als die Anziehung, das für eine gewisse Distanz zweier Atome unter der Einwirkung jener zwei Kräfte bestehende Gleichgewicht ein stabiles; woraus die Möglichkeit der Bildung von Atomgruppen einleuchtet, worin die einzelnen Atome fortwährend um eine stabile Gleichgewichtslage vibriren.

Denken wir uns zwei Atomgruppen M und M', welche durch anderweitige Kräfte in einer gewissen Distanz r erhalten werden, die als sehr groß im Vergleich mit den gegenseitigen

Abständen der einzelnen Atome in denselben betrachtet werden kann und in welcher die Abstoßung gegen die Anziehung gänzlich verschwindet. Es sei n die Anzahl der Atome in der Gruppe M, so ist, wenn wir die obige Bedeutung von G beibehalten, die Anziehung, welche M auf ein Atom M′ ausübt, $= nG$; ist ferner M′ eine Gruppe von n′ Atomen, so ist, da jedes von M die Anziehung nG erleidet, die gesammte von M auf M′ ausgeübte anziehende Kraft $= nn'G$ und eben so groß ist die Anziehung, welche M von M′ erfährt. Sind nun m und m′ die Massen beider Gruppen, so hat man, wenn alle Atome, wie wir so eben voraussetzten, gleich sind, $m = n\mu$, $m' = n'\mu$; man erhält daher für die wechselseitige Anziehung S zwischen M und M′ den Ausdruck: $S = \frac{mm'G}{\mu^2}$, oder wenn man für G den oben gefundenen Werth und die konstante Größe $\frac{h\alpha^2\omega^3}{\mu^3V^2} = 1$ setzt, $S = \frac{mm'}{r^2}$. Die Anziehung zweier Atomsysteme ist daher auch dem Produkte ihrer Massen proportional und folglich ihrem ganzen mathematischen Ausdrucke nach identisch mit der allgemeinen Schwere.

Man könnte zwar einwenden, daß das für die wechselseitige Anziehung zweier Atome aufgestellte Gesetz wohl Geltung habe, so lange man sich dieselben ganz allein im Raume vorhanden denkt, daß hingegen, wenn sich zwischen beiden Atomen noch beliebige andere Massen befinden, jene Wechselwirkung eine Modifikation erleiden müsse; allein dieser Einwurf verliert seine Kraft, wenn, wie sich zeigen läßt, das betreffende Medium von solcher Beschaffenheit gedacht werden kann, daß die Wirkung einer von irgend einem Punkte B ausgegangenen Welle auf ein von ihr getroffenes Atom A durch beliebig große zwischen B und A liegende Massen in keinem merklichen Grade verändert, sondern mit der gleichen Stärke ausgeübt wird, als wenn jene Massen nicht vorhanden wären.

Bezeichnen wir nämlich durch I die Intensität der von B ausgehenden Wellen in der Entfernung, welche der Wellenlänge L gleich ist, so wird nach der oben aufgestellten Formel 6) die Wirkung derselben auf A, wenn $AB = r$ ist, durch $\frac{\gamma JL^3}{r^3}$ ausge-

gedrückt. Es sei nun C ein Körperatom in der geraden Linie AB zwischen A und B, so ist der Antheil lebendiger Kraft, welchen die von B ausgehenden Wellen auf ihrem Wege nach A durch das Atom C verlieren, unter übrigens gleichen Umständen der Intensität proportional, womit dieses Atom von den anlangenden Wellen getroffen wird; setzt man daher BC = R, so ist, wenn δ eine Konstante bedeutet, der in Rede stehende Verlust jener Wellen an lebendiger Kraft $= \frac{\delta J L^2}{R^2}$ und folglich die Wirkung der um diesen Betrag geschwächten Wellen auf A

$$= \frac{\gamma I L^3}{r^3}\left(1 - \frac{\delta L^2}{R^2}\right)$$

Befinden sich in der Nähe von C in nahe gleicher Entfernung von B noch N andere Körperatome, so ist die von dem Punkte B auf A ausgeübte Abstoßung nahe zu $= \frac{\gamma I L^3}{r^3}\left(1 - \frac{\delta L^2 N}{R^2}\right)$, wobei der Natur der Sache nach stets $\frac{\delta L^2 N}{R^2} < 1$ sein muß; man kann nun aber die Wellenlänge L immer so klein annehmen, daß $\frac{\delta L^2 N}{R^2}$ selbst für die größten zwischen A und B befindlichen Massen noch eine gegen die Einheit gänzlich verschwindende Zahl bleibt. Daraus läßt sich also schon entnehmen, daß die gegenseitige Einwirkung zweier Atome durch beliebige zwischen beiden befindlichen Massen keine merkliche Veränderung erleidet, wenn nur das Medium jener Wirkung hinreichend fein ist; wobei nichts hindert, die Wellenlänge L als so klein vorauszusetzen, daß sie nicht nur gegen jede meßbare Länge, sondern auch noch gegen die unmeßbar kleine Molekulardistanz in beliebigen Körpern völlig verschwindet.

Das Gewicht der Körper ist folgendermaßen zu erklären. Da ein Körpertheilchen seine Unterlage nie im eigentlichen Sinne berührt, sondern daran durch Abstoßungskräfte gehindert wird, so muß dasselbe, weil vollkommene Ruhe in dem angenommenen Medium nicht möglich ist, abwechselnd durch die Wirkung der Schwere seiner Unterlage bis auf eine gewisse Distanz genähert

und von ihr durch die erwähnten Abstoßungskräfte wieder zurückgetrieben werden, so daß sich jedes Körpertheilchen über seiner Unterlage fortwährend in vibrirender Bewegung um seine Gleichgewichtslage befindet und somit derselben in unmeßbar kleinen Zeittheilchen auf einander folgende Impulse beibringt, welche für die Wahrnehmung zu einem Drucke verschmelzen. Es sei n die Anzahl der Impulse, welche ein Körpertheilchen seiner Unterlage in der Zeiteinheit beibringt, MC die Bewegungsgröße, welche derselben, deren Masse M wir, weil sie unbeweglich sein soll, als unendlich groß betrachten, durch einen einzelnen Impuls ertheilt wird, so kann man offenbar, wenn p das Gewicht des Körpertheilchens bedeutet, $p = nCM$ setzen. Es sei ferner T das Zeitintervall zwischen zwei unmittelbar auf einander folgenden Impulsen, m die Masse des Körpertheilchens, mc die Bewegungsgröße, welche demselben binnen der Zeit $\frac{T}{2}$ durch die Wirkung der Schwere mitgetheilt wird, so haben wir $nT = 1$ und $MC = 2mc$; daher $p = \frac{2mc}{T}$. Ist nun g die Intensität der Schwere, so ist $c = \frac{gT}{2}$; folglich $p = mg$. Das Gewicht eines Körpertheilchens ist daher dem Produkte aus seiner Masse in die Intensität der Schwere proportional.

Die hiermit gegebene Erklärung der Gravitation leistet allen Anforderungen Genüge, die man an eine solche stellen kann. Denn 1. wirkt nach ihr die Schwere auf die kleinsten Theilchen der Körper; 2. ist die Intensität derselben unter der Voraussetzung der an sich wahrscheinlichen Gleichheit der kleinsten Theilchen den Massen proportional; 3. nimmt sie ab, wie das Quadrat der Entfernung zunimmt; 4. ist sie von der Bewegung der Körper unabhängig; 5. bietet die jedenfalls ungeheure Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation so wie der Umstand, daß sie durch zwischenliegende Massen nicht merklich geschwächt wird, nach dieser Erklärungsweise keine Schwierigkeit dar, wenn man bedenkt, daß dem Medium dieser Wirkung nothwendig eine unvergleichlich größere Feinheit als dem Licht- oder Wärmeäther beigelegt werden muß.

Die Bewegung, welche zwei Körper vermöge ihrer gegenseitigen Anziehung erlangen, wird nach der hier entwickelten Ansicht keineswegs aus nichts erzeugt, wie man bei der Annahme von Kräften, die ohne materielle Vermittlung wirken, stillschweigend voraussetzt, sondern das Medium muß nach den Gesetzen des Stoßes elastischer Körper eben so viel an lebendiger Kraft verlieren, als die durch dasselbe in Bewegung gesetzten Körper gewinnen; so daß z. B. zur Erzeugung der fortschreitenden Bewegung eines in Folge seiner Schwere zur Erde fallenden Körpers stets eine entsprechende Quantität der lebendigen Kraft der oscillatorischen Bewegung des Mediums verbraucht wird, während umgekehrt, wenn progressive Bewegungen durch die Schwere vernichtet werden, die lebendige Kraft derselben an das Medium übergeht. So findet zwischen der gesammten gravitirenden Materie und dem Medium der Gravitation ein ununterbrochener wechselseitiger Austausch lebendiger Kraft statt.

II.

Um nun auch zu untersuchen, welche Aktionen der Körpertheilchen aus transversalen Schwingungen eines elastischen Mediums entspringen, stellen wir uns vor, daß den unbegrenzten Raum ein zur Fortpflanzung solcher Schwingungen geeignetes Medium erfülle, dessen Zustand unter der Herrschaft von Anziehungs- und Abstoßungskräften, welche den Theilchen desselben zukommen, nur sehr nahe der des stabilen Gleichgewichtes ist, in welchem daher sämmtliche Theilchen als eben so viele Mittelpunkte ununterbrochener Wellenfolgen betrachtet werden können.

Die Fortpflanzung transversaler Schwingungen ist mit einer wenn gleich sehr geringen Aenderung der Dichte des Mediums, in welchem sie vor sich gehen, verbunden; denn indem jene Theilchen, die im Zustande der Ruhe in einer geraden Linie lagen, während ihrer Theilnahme an der Fortpflanzung einer in der Richtung dieser Geraden fortschreitenden Welle sich zwischen den nämlichen Grenzen in einer krummen, mithin längeren Linie befinden, muß nothwendig eine Vergrößerung der Distanzen der schwingenden Theilchen oder eine Verdünnung des Mediums in der Richtung der Wellenbewegung eingetreten sein. Nehmen wir die erwähnte Gerade zur Axe der x in einem rechtwinkligen Koordinatensysteme, wobei die Abstände der schwingenden Theilchen von ihren Gleichgewichtslagen als Ordinaten erscheinen, so ist die Gleichung der Kurve, welche dieselben im Zustande der Bewegung darstellen

$$y = \sin \frac{2\pi x}{l},$$

wenn a die Schwingungsweite, l die Wellenlänge bedeutet und der Anfang der Koordinaten so gewählt ist, daß x mit y zugleich verschwindet. Ist nun ds ein unendlich kleines Stück dieser Kurve, so hat man $ds = dx \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2}$; folglich

$$ds = dx \left[1 + \frac{4\pi^2 a^2}{l^2} \left(\cos \frac{2\pi x}{l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

oder mit Vernachlässigung der höhern Potenzen der sehr kleinen Größe a^2,

$$ds = dx \left[1 + \frac{2\pi^2 a^2}{l^2} \cos \frac{2\pi x}{l} \right)^2 \right];$$

es ergibt sich demnach für die Verdünnung $\delta = \frac{ds - dx}{dx}$, welche in dem Bogenstücke ds stattfindet, der Ausdruck

$$\delta = \frac{2\pi^2 a^2}{l^2} \left(\cos \frac{2\pi x}{l} \right)^2$$

oder, wenn T die Schwingungsdauer bedeutet und die Zeit t von einem Momente an gerechnet wird, in welchem y = 0 war,

$$\delta = \frac{2\pi^2 a^2}{l^2} \left(\cos \frac{2\pi t}{T} \right).$$

Eine transversale Welle erzeugt daher an einem Körpermolekel M anlangend an der von ihr getroffenen Seite desselben eine entsprechende Verdünnung, wogegen die zunächst hinter M liegenden Theilchen des Mediums, weil das auf M stoßende Wellenstück durch die verhältnißmäßig sehr große Masse dieses Molekels zurückgeworfen wird, nur in vergleichsweise sehr geringem Grade affizirt werden und somit die Aenderung der Dichte daselbst gegen die an der vorderen Seite von M stattfindende als unmerklich zu betrachten ist. Die daraus hervorgehende Ungleichheit des Druckes auf die entgegengesetzten Seiten des Molekels wirkt auf dasselbe bewegend in der Richtung des stärkeren Druckes, also gegen den Mittelpunkt der Welle hin. Es sei p die auf das Molekel M wirkende, der Verdünnung δ entsprechende Kraft, so hat man

$$p = \frac{a^2 \omega}{l^2} \left(\cos \frac{2\pi t}{T} \right)^2,$$

wobei ω einen der Oberfläche desselben proportionalen Faktor

vorstellt, und man findet für die Geschwindigkeit c, welche dem Molekel M, dessen Masse m sei, durch die ganze Welle ertheilt wird, den Ausdruck

$$c = \frac{a^2\omega}{l^2 m}\int_0^T \left(\cos\frac{2\pi t}{T}\right)^2 dt = \frac{a^2\omega T}{2l^2 m}$$

Bezeichnet man die Schwingungsweite, welche in einer nach allen Richtungen gleichmäßig sich verbreitenden Welle mit der Entfernung r vom Erregungsorte im verkehrten einfachen Verhältnisse steht, für die Entfernung 1 durch α, so hat man $a = \frac{\alpha}{r}$ und somit

$$c = \frac{\alpha^2\omega T}{2l^2 m r^2}$$

Die Wirkung einer Welle transversaler Schwingungen auf ein von ihr getroffenes Körpermolekel ist also einem in der Richtung gegen ihren Mittelpunkt ausgeübten Impulse gleichgeltend, dessen Stärke

1) $$P = \frac{\alpha^2\omega T}{2l^2 r^2}$$

und daher dem Quadrate der Entfernung von jenem Punkte verkehrt proportional ist. Der Erregungsort einer ununterbrochenen Folge solcher Wellen muß hiernach auf ein in der Entfernung r befindliches Molekel die kontinuirliche Anziehung

2) $$K = \frac{\alpha^2\omega}{2l^2 r^2}$$

ausüben.

Da nun in dem von uns vorausgesetzten Medium jedes Körpermolekel sowohl durch Reflexion der es treffenden Wellenstücke als auch durch selbstständige Wellenerregung als Wellenmittelpunkt wirkt, so muß zwischen zwei Molekeln M und N das Bestreben, einander näher zu rücken, oder eine Anziehung stattfinden. Sind beide Molekel einander gleich, so wird die Kraft,

welche sowohl M auf N als auch umgekehrt N auf M ausübt, der Gleichung 2) zufolge durch

$$3)\qquad K = \frac{\omega}{2r^2} S \left(\frac{\beta^2}{l^2}\right)$$

ausgedrückt, wenn $S\left(\frac{\beta^2}{l^2}\right)$ die Intensität der von denselben ausgehenden Strahlen in der Entfernung 1 vorstellt.

Diese ist jedoch nicht die einzige durch die transversalen Schwingungen des Mediums erzeugte gegenseitige Aktion zweier Körpermolekel; denn auch hier muß, wie vorhin in dem longitudinal schwingenden Medium, das Molekel N als Hinderniß de Fortpflanzung der auf dasselbe stoßenden Wellenstücke zu dem Molekel M betrachtet werden, woraus folgt, daß letzteres von der Gesammtheit der Wellen, die von dem über N hinaus liegenden Raume herkommen, eine geringere Einwirkung erleiden muß, als von der Gesammtheit jener, welche in entgegengesetzter Richtung bei demselben eintreffen. Durch diese wird daher die Bewegungsrichtung des Molekels M bestimmt, wonach es sich in der Linie MN von N entfernen muß; und da dieses in Bezug auf M und N auch umgekehrt gilt, so werden beide Molekel gegenseitig eine abstoßende Kraft äußern, deren Abhängigkeit von der Distanz derselben wir auf dem oben betretenen Wege bestimmen können.

Ist nämlich A ein Theilchen des Mediums, α die Amplitude in einer von ihm ausgegangenen Welle in der Entfernung 1, $MN = r$, $NA = R$, $MA > NA$, und θ der Winkel der Linie NA mit der Verlängerung von MA, so wird der Impuls q, welchen das auf N stoßende Stück der Welle auf das Molekel M in der Richtung MN ausgeübt hätte, wenn es bis dahin fortgepflanzt worden wäre, nach 1) durch die Formel

$$q = \frac{\omega T}{(r+R)^2} \cdot J \cos \theta$$

dargestellt, worin J der lebendigen Kraft jenes Wellenstückes, mithin der Größe $\frac{\alpha^2 \omega}{l^2 R^2}$ proportional zu setzen ist; man hat da-

Die Undulationstheorie der strahlenden Wärme, welche wir hier zu Grunde legen, mußte wohl, so oft man daran ging, sie zur Erklärung der Wärmewirkungen zu benützen, stets zu dem Versuche veranlassen, gegenseitige Aktionen materieller Theilchen aus der Wellenbewegung eines elastischen Mediums abzuleiten; denn da die wechselseitige Abstoßung der Molekel eines Körpers oder das Volum desselben aufs innigste mit seinem Wärmezustande zusammenhängt, so daß man nicht umhin kann, dieselbe als einen Ausfluß der Ursache der Wärme selbst anzusehen, diese aber jener Theorie zu Folge in einer von den Molekeln der Körper ausgehenden oscillatorischen Bewegung eines überall verbreiteten elastischen Stoffes besteht, so mußte die Herleitung jener Kraftäußerung aus den Undulationen dieses Mediums sich immer wieder als unabweisbare Forderung darstellen. Man hat zwar behauptet, daß, wenn auch die Fortpflanzung der Wärme durch leere Räume von meßbarer Ausdehnung, so wie durch Körper, die sie ohne deren Temperatur merklich zu erhöhen durchdringt, unzweifelhaft auf transversalen Schwingungen eines Aethers beruhe, doch die langsame Fortleitung derselben im Innern der Körper auf eine ganz andere Weise vor sich gehen müsse; allein wenn man bedenkt, daß die Zwischenräume der Molekel ja auch als leere, nur für uns unmeßbare, Räume zu betrachten sind und mit welcher Leichtigkeit gewisse Wärmestrahlen das Innere mancher Körper durchdringen, wobei unbestritten die zwischen den Molekeln derselben gelagerten Aethertheilchen in transversale Schwingungen gerathen, so muß man es wohl als sehr wahrscheinlich erachten, daß dieselben Aethertheilchen durch die von jenen Molekeln selbst ausgehenden Erregungen gleichfalls in transversale, wenn auch von dickeren Körperschichten nicht durchgelassene Schwingungen versetzt werden können; gibt man aber dieses zu, so ist es unnöthig, noch eine andere Fortpflanzungsweise der Wärme im Innern der Körper anzunehmen. Wir betrachten daher die Voraussetzung, daß die strahlende Wärme mit der geleiteten im Wesentlichen einerlei Bewegungszustand des Aethers sei, als eine sich von selbst verstehende, so lange keine Erfah-

her, wenn k eine Konstante bedeutet:

$$q = \frac{k\alpha^2\omega^2 T \cos\theta}{l^2 R^2 (r + R)^2}$$

und hieraus folgt für die gesammte Bewegungsgröße Q, welche die von N aufgehaltenen Stücke der jenseits N erregten Wellen dem Molekel M binnen der Zeit T mittheilen würden, die Gleichung

$$4) \quad Q = \frac{2h\alpha^2\omega^2 T}{l^2} \int_0^\infty \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin\theta \cos\theta \, dR \, d\theta}{(r + R)^2} = \frac{h\alpha^2\omega^2 T}{l^2 r}$$

wo h eine von der Beschaffenheit des Mediums abhängige Konstante vorstellt. Demnach herrscht zwischen M und N die mit der Distanz in verkehrtem Verhältnisse stehende abstoßende Kraft

$$5) \quad H = \frac{h\alpha^2\omega^2}{l^2 r}$$

Eine nach diesem Gesetze in die Ferne wirkende Kraft von merklicher Intensität findet sich zwar in der Natur wenigstens zwischen den Körpern des Planetensystems nicht; es scheint aber, daß das Phänomen der Schweifbildung, welches die meisten Kometen bei ihrer Annäherung an die Sonne zeigen, auf eine zwischen dieser und der Materie der Kometenschweife obwaltende Abstoßung hindeute, welcher vielleicht der eben dargestellte Vorgang zu Grunde liegt.

Von der größten Wichtigkeit ist die Anwendung des Vorhergehenden auf das Verhalten eines Körpers als eines Systems von Molekeln, welche dadurch, daß sie die in den Zwischenräumen gelagerten Theilchen des Wärmeäthers beständig in transversale Vibrationen versetzen und ihrerseits wieder durch die Vibrationen dieses Mediums in steter oscillirender Bewegung erhalten werden, unter einander in einem immerwährenden wechselseitigen Austausche der ihnen in diesem Bewegungszustande eigenthümlichen lebendigen Kräfte begriffen sind.

rung entschieden fürs Gegentheil spricht. Die scheinbar mit einer solchen Annahme in Widerspruch stehende Langsamkeit der Wärmeleitung erklärt sich genügend, wenn man sich vorstellt, daß insbesondere gewisse Arten von Aetherwellen bei ihrem Fortschreiten im Innern eines Körpers nicht bloß unzählige Reflexionen an den auf ihrem Wege befindlichen Molekeln erleiden, sondern auch diese selbst vermöge der zwischen den Theilchen des Aethers und denen des Körpers obwaltenden Wechselwirkung in eine bei zunehmender Schwingungsintensität des Mediums beschleunigte oscillirende Bewegung um ihre Gleichgewichtslagen versetzen, wozu wegen der verhältnißmäßig sehr großen Masse derselben eine bedeutende Quantität der lebendigen Kraft der Schwingungsbewegung des Aethers verbraucht oder absorbirt und daher den sich ausbreitenden Wärmewellen entzogen werden muß.

In einem Systeme wärmestrahlender Molekel werden demnach die von irgend einem derselben ausgehenden Wellen, während sie sich von ihrem Erregungsorte aus nach allen Richtungen verbreiten, zum Theil an den Oberflächen der von ihnen getroffenen Molekel zurükgeworfen, zum Theil von denselben absorbirt, d. h. zur immer erneuten Wiederherstellung der diesen Molekeln bei der bestehenden Temperatur eigenthümlichen, aber durch Erregung von Wellenbewegung im Wärmeäther immer wieder an dieses Medium übergehenden lebendigen Kraft verwendet. Jede Molekelschichte verursacht auf diese Weise den durch sie hindurch gehenden von andern Molekeln herkommenden Wellen eine Schwächung oder einen Verlust an lebendiger Kraft und es muß hiernach eine Distanz r vom Erregungsorte einer Welle geben, bis zu welcher nur noch ein verschwindend kleiner Antheil derselben vorzudringen vermag. Da nun ein Molekel auf ein anderes von ihm entferntes nur dadurch eine Wirkung zu äußern im Stande ist, daß es demselben in einem elastischen Medium entweder selbst Wellen zusendet oder aber solche Wellen, die sonst dorthin gelangt wären, an der Fortpflanzung hindert, so sieht man daß zwischen zwei Molekeln A und B des Systems, deren Distanz $AB > r$ ist, keine merkliche aus Schwingungen

des Wärmeäthers entspringende Wechselwirkung stattfinden kann. Ist nun r, wenn auch sehr groß gegen die Distanz benachbarter Molekel, doch noch unmeßbar klein, so können die aus den Vibrationen des Aethers hervorgehenden Kräfte in wahrnehmbaren Distanzen keine merklichen Wirkungen äußern und müssen demnach zur Klasse der Molekularkräfte gerechnet werden.

Der Verlust an lebendiger Kraft, welchen ein nach allen Richtungen in einem homogenen Molekelsysteme sich verbreitendes Wellensystem während seines Durchganges durch eine von dem Erregungsorte überall gleich weit abstehende, eine Kugelschale von der Dicke des Molekularabstandes ρ bildende Schichte erleidet, kann man unter übrigens gleichen Umständen der Anzahl $N = \frac{\alpha r^2}{\rho^2}$ der in jener Schichte enthaltenen Molekel proportional setzen. Die lebendige Kraft des ganzen an jener Schichte, deren Radius r sein mag, anlangenden Theiles des betrachteten Wellensystems verhält sich aber zu dem durch dieselbe verursachten Verluste wie ihre Oberfläche $4\pi r^2$ zu γN, wo γ einen von der Beschaffenheit der Molekel abhängigen Faktor vorstellt, folglich wie $1 : \frac{\alpha\gamma}{4\pi\rho^2}$; und es ist daher die Intensität, womit jenes Wellensystem von dem Erregungsorte an gerechnet zur nten Schichte gelangt, wobei es den Weg $r = n\rho$ zurückgelegt hat,

$$= \left(1 - \frac{\alpha\gamma}{4\pi\rho^2}\right)^{n-1} \frac{J^2}{r^2},$$

wenn J^2 die Intensität vorstellt, welche im leeren Raume in der Entfernung 1 stattfinden würde.

Um ein Beispiel zu haben, wie rasch nach dieser Formel die Intensität der von den Molekeln im Innern eines Körpers ausgehenden Wärmewellen und folglich auch die hiervon abhängige gegenseitige Einwirkung derselben mit dem Wachsen von n abnehmen könne, wollen wir den Antheil an lebendiger Kraft, welchen eine Wärmewelle bei ihrem Durchgange durch eine kugelschalenförmige Schichte von der Dicke ρ verliert, so annehmen, daß für die billionfache

Molekulardistanz, welche gewiß in keinem Körper eine wahrnehmbare Größe ist, also für n = 1 Billion, der Faktor $\left(1 - \frac{\alpha\gamma}{4\pi\rho^2}\right)^{n-1}$ $= \frac{1}{2}$ sei, so ist für die tausendmal größere, ohne Zweifel noch nicht meßbare Distanz der Werth jenes Faktors bereits nahe $= \left(\frac{1}{2}\right)^{1000}$.

Oben ist gezeigt worden, daß aus der Wellenbewegung eines transversal schwingenden Mediums zwei verschiedene Kräfte zwischen den darin befindlichen Körpertheilchen hervorgehen, nämlich eine Attraktion und eine langsamer als diese mit wachsender Distanz abnehmende Repulsion. Setzen wir nun den Fall, der Molekularabstand sei in einem beliebigen Systeme von Molekeln so groß geworden, daß nur noch die aus dem Wärmezustande desselben entspringende Abstoßung merkliche Intensität habe, so wird wegen des Bestrebens der Theilchen, sich von einander zu entfernen, nur durch einen äußern allseitigen Druck oder Widerstand das Gleichgewicht des Systems zu erhalten sein. Weil nämlich die Molekel des Systems hierbei keineswegs unbeweglich in ihren Gleichgewichtslagen verharren, sondern angeregt durch die vibrirenden Theilchen des Mediums bald nach dieser bald nach einer andern Richtung mit einer gewissen Geschwindigkeit, also im Besitze einer bestimmten aus der Schwingungsbewegung des Aethers absorbirten lebendigen Kraft, aus jenen Positionen hinaustreten, durch die Wirksamkeit der dadurch hervorgerufenen Repulsionskräfte aber ihre Geschwindigkeit stets wieder verlieren und zurückgetrieben werden, so verrichtet jedes Molekel während dieses stets sich erneuernden Vorganges eine der jedesmal von ihm abgegebenen lebendigen Kraft äquivalente mechanische Arbeit, welche eben darin besteht, daß es, seine Gleichgewichtslage mit einer gewissen Geschwindigkeit verlassend, die zunächstliegenden Molekel, welche es auf die oben dargestellte Weise zurückzutreiben suchen, auch selbst von sich abstoßt und wegtreibt; die so geleistete Arbeit $= \frac{1}{2}mc^2$ kann man aber als Maß für die Kraft be-

trachten, womit ein oscillirendes Molekel von der Masse m und der Schwingungsintensität c einen bestimmten Raum durch Abstoßung der es umgebenden Molekel beständig zu erweitern und so gewissermaßen das ihm zukommende Volum zu vergrößern strebt, und da ein Gleiches von allen übrigen Molekeln des Systems zu gelten hat, so ist der von dem ganzen Systeme auf eine bestimmte Fläche im Innern oder an der Begrenzung desselben ausgeübte Druck bei konstantem Volum der Summe der Ausdehnungsbestrebungen sämmtlicher im Systeme vorhandenen Molekel, oder mit andern Worten, der Summe der in einer bestimmten Zeit in der Raumeinheit zu mechanischer Arbeit verwendeten und wieder zurückverwandelten lebendigen Kräfte proportional und es besteht, wenn P die Expansivkraft und V das Volum des ganzen Systems bedeutet, die Gleichung

$$1)\quad P = \frac{S\,(mc^2)}{V} \text{ oder } V = \frac{S(mc^2)}{P}.$$

Man kann sich diesen Hergang auch versinnlichen, wenn man sich vorstellt, daß die Wände des ein solches System allseitig umschließenden Gefäßes durch die von den schwingenden Molekeln des Systems auf dieselben fortwährend ausgeübten Impulse in dem einen Momente um einen verschwindend kleinen Betrag ausgedehnt, in dem darauf folgenden aber vermöge der gleich starken Reaktion ihrer Elasticitätskräfte wieder zusammengezogen werden und so um einen mittleren Zustand immer herumschwanken; die mechanische Arbeit einer solchen momentanen Ausdehnung geschieht auf Kosten der lebendigen Kraft des Systems, von der also während dieses Theiles des ganzen Vorganges ein gewisser Antheil verschwindet, den jedoch die jedesmal darauf folgende momentane Zusammenziehung vollkommen zurückerstattet. Geben aber die Wände des Gefäßes dem Ausdehnungsbestreben der Molekel nicht bloß momentan, sondern andauernd nach und wird somit der äußere Widerstand durch die Impulse der schwingenden Molekel fortgeschoben, so findet keine Zurückerstattung der auf die Fortbewegung des Widerstandes verwendeten lebendigen Kraft statt,

sondern die Quantität der lebendigen Kräfte des Systems ist nun um eben so viel vermindert, als zur mechanischen Arbeit der Volumsvergrößerung verbraucht wurde.

In einem unter bestimmtem Drucke gehaltenen Systeme dieser Art muß sich nothwendig von selbst ein solcher Zustand herstellen, wobei die von dem ganzen Systeme zu leistende Arbeit auf alle Molekel desselben gleichmäßig vertheilt ist, oder wobei jedes Molekel die es umgebenden mit der nämlichen Kraft von sich abstößt; denn gesetzt, es sei in dem Systeme ein Molekel vorhanden, welches sein Gebiet so zu sagen mit geringerer Macht behauptet, als die übrigen, so müssen diese das ihrige so lange erweitern und in dasjenige des in Rede stehenden Molekels vordringen, bis das Ausdehnungsbestreben desselben dem aller übrigen Molekel gleichkommt. Hieraus folgt, daß alle Molekel des Systems in gleichen Zeiten gleiche Quantitäten lebendiger Kraft an den Wärmeäther abgeben und daher auch wieder von demselben empfangen oder absorbiren müssen.

Da aber dieser wechselseitige Austausch lebendiger Kraft allein durch den Wärmeäther vermittelt wird, so kann das Gleichgewicht in Bezug auf Wärme in diesem Systeme erst dann eintreten, wenn sich die Summe der lebendigen Kräfte der Schwingungsbewegung des Aethers gleichmäßig im ganzen Systeme vertheilt hat, oder mit anderen Worten, wenn die in Folge des wechselseitigen Wärmeaustausches in der Zeit t durch die Flächeneinheit gehende Quantität der lebendigen Kräfte des Mediums im ganzen Bereich des Systems die nämliche ist; denn wäre die lebendige Kraft des Mediums an irgend einer Stelle größer oder kleiner als in ihrer Umgebung, so würde dieselbe im ersten Falle mehr, im andern weniger an letztere abgeben als von dieser empfangen; es fände somit kein Gleichgewicht statt. Die Quantität lebendiger Kräfte, welche für den Fall des eingetretenen Gleichgewichtes in der bestimmten Zeit t durch die Flächeneinheit geht, nennen wir die Temperatur des Systems vom absoluten Nullpunkte an gerechnet, so daß also die Temperatur eines Körpers Null wäre, wenn gar kein wechselseitiger Austausch lebendiger Kräfte zwischen den Molekeln desselben, d. h. keine Bewegung des Ae-

thers stattfinden würde. Ist nun T die Temperatur und ω die Oberfläche eines Molekels des betrachteten Systems, so ist $W = \omega T$ die Wärmemenge, welche in der Zeit t diesem Molekel zugeführt und zum Theil von der Oberfläche desselben zurückgeworfen, zum Theil aber als Ersatz der von demselben in der nämlichen Zeit abgegebenen Quantität lebendiger Kraft absorbirt wird Bezeichnen wir den letzteren Antheil der Wärmemenge W durch γW, so ist $(1 - \gamma) W$ die von demselben Molekel reflektirte Wärme. Offenbar muß aber bei konstanter Temperatur die von einem Molekel absorbirte Wärmemenge der von ihm durch selbstständige Erregung erzeugten gleich sein; es ist daher γW zugleich der Ausdruck für letztere und
$\gamma W + (1 - \gamma) W = W$ die gesammte von einem Molekel sowohl durch selbstständige Erregung als auch durch Reflexion ausgehende Wärmemenge. Man hat demnach, wenn mc^2 die von einem Molekel in der Zeit t abgegebene lebendige Kraft bedeutet, die Gleichung

$$2) \quad mc^2 = \gamma W = \gamma \omega T \text{ oder } T = \frac{mc^2}{\gamma \omega},$$

wobei, da nach dem oben Gesagten mc^2 für alle Molekel des Systems einerlei Werth hat, $\gamma \omega = h$ eine von der Beschaffenheit der Molekel unabhängige Größe sein muß.

Aus der Gleichung $mc^2 = hT$ ersieht man nun, daß, wenn durch Ueberwindung eines äußeren Widerstandes die lebendige Kraft des Systems vermindert wird, eine entsprechende Erniedrigung der Temperatur eintritt. Dehnt sich aber das System in einen leeren Raum aus, z. B. wenn es aus einem Gefäße in ein zweites leeres übergeht, wobei es nicht nöthig hat, einen Widerstand zu überwinden, so kann auch nur jene geringe Quantität lebendiger Kräfte verbraucht werden, welche zur Fortbewegung der Molekel erforderlich ist. Eine solche Ausdehnung kann daher keine Erniedrigung der Temperatur zur Folge haben. Eben so ist klar, daß umgekehrt durch fortschreitende Verminderung des Volums, wobei der vorrückende äußere Druck nach den Gesetzen des Stoßes elastischer Körper den schwingenden Mole-

keln lebendige Kraft mittheilt, und somit die Quantität derselben im Systeme vermehrt wird, eine Erhöhung der Temperatur erzeugt werden muß.

Da die Größe mc^2 die Wärmemenge vorstellt, welche ein Molekel im Wärmeäther zu erzeugen vermag, so kann man dieselbe auch als Ausdruck der diesem Molekel eigenthümlichen Wärme betrachten und die Gleichung $mc^2 = hT$ enhält daher den Satz: Alle Molekel von Systemen der betrachteten Art besitzen bei derselben Temperatur gleich viel Wärme, oder die Wärmemenge der Masseneinheit eines homogenen Körpers dieser Art steht mit der Masse eines Molekels desselben oder mit seinem Atomgewichte in verkehrtem Verhältnisse.

Aus der Geichung 1) ergibt sich für ein homogenes System, wenn n die Anzahl der darin enthaltenen Molekel und ρ den Molekularabstand bedeutet, wegen $S(mc^2) = nhT$,

$$P = \frac{hT}{\rho^3},$$

oder wenn man mit $D = \frac{m}{\rho^3}$ die Dichte bezeichnet,

$$3)\quad P = \frac{hDT}{m}$$

d. h. die Expansivkraft eines Systems von Molekeln, worin nur noch die aus dem Wärmezustande entspringende Abstoßung merklich ist, steht mit dem Produkte aus der Dichte und der Temperatur in geradem, mit dem Atomgewichte in verkehrtem Verhältnisse. Bezeichnet man die Temperatur des schmelzenden Eises mit G, die des siedenden Wassers mit G′, und theilt man die Differenz G′ — G in n gleiche Theile oder Grade, so kann man die Temperatur der Körper durch die Anzahl der Grade messen, um welche dieselbe von dem Gefrierpunkte des Wassers entfernt ist. Man hat nämlich, wenn $G' - G = n\alpha$ gesetzt wird und t die Anzahl der Grade bedeutet, $T = G + \alpha t$, oder wenn man G zur

Einheit der absoluten Temperaturen nimmt, $T = 1 + \alpha t$ und daher

$$P = \frac{hD(1 + \alpha t)}{m}$$

Das betrachtete System von Molekeln stimmt demnach in seinem Verhalten vollkommen mit einem von seinem Condensationspunkte weit entfernten Gase überein, und man ist genöthigt, solche Gase als Molekelsysteme zu betrachten, in denen wegen der Größe der Molekulardistanz die aus der tranrversalen Vibrationsbewegung des Aethers hervo rgehende Repulsion der Molekel von weit überwiegender Intensität ist. Die permanenten Gase gewähren somit der Gleichung 3) zu Folge das einfachste Mittel, zu einer absoluten Bestimm ung der Temperatur zu gelangen.

Bezeichnet man für ein beliebiges Gemenges verschiedene Gase durch n, n_1, n_2, u. s. w. beziehungsweise die Molekelmengen derselben, so wird der Gleichung 1) gemäß

$$P = \frac{hT}{V}(n + n_1 + n_2 + \ldots), \text{ oder da}$$

$$V = n\rho^3 = n_1\rho_1{}^3 = n_2\rho_2{}^3 = \ldots$$

$$P = hT\left(\frac{1}{\rho^3} + \frac{1}{\rho_1{}^3} + \frac{1}{\rho_2{}^3} + \ldots\right) = hT\left(\frac{D}{m} + \frac{D_1}{m_1} + \frac{D_2}{m_2} + \ldots\right)$$

d. h. die Spannkraft eines beliebigen Gemenges von Gasen ist gleich der Summe der Spannkräfte, welche die einzelnen Gase für sich haben würden, wenn sie dieselbe Temperatur und dasselbe Volum hätten, wie das Gemenge.

Auf dieselbe Art nun, wie wir im Vorhergehenden aus der Fortpflanzungsweise der Wärmewellen im Innern der Körper zwei nur in unmeßbar kleinen Distanzen wirkende Kräfte abgeleitet haben, werden sich uns aus der Annahme, daß den Weltraum noch ein anderes, den Wärme- oder Lichtäther an Fein-

heit weit übertreffendes Medium erfülle, worin sowohl die Molekel der Körper oder die Theilchen, aus denen diese Molekel bestehen, als auch die Theilchen des Wärmeäthers fortwährend longitudinale Vibrationen erregen, den für diesen Fall abgeleiteten Gesetzen zu Folge noch zwei andere Molekularkräfte, eine anziehende und eine abstoßende, ergeben, zwischen welchen, da bei dieser Entstehungsweise die Repulsion schneller als die Attraktion mit wachsender Entfernung abnimmt, ein stabiles Gleichgewicht möglich ist. Wenn nämlich, wie wir voraussetzen, in diesem neuen, mit dem oben für die Wirkung der Schwere angenommenen nicht identischen Medium, welches sich in Bezug auf Dichte zum Wärmeäther etwa wie dieser zu den Gasen verhalten mag und dessen Theilchen zwischen denen des Wärmeäthers auf ähnliche Weise wie diese zwischen den Theilchen der Körper gelagert sind, die longitudinalen Schwingungen in den Zwischenräumen der Theilchen des Wärmeäthers ähnlich wie die transversalen Vibrationen des letzteren zwischen den Theilchen der Körper fortgepflanzt werden, so müssen sowohl die Theilchen des Wärmeäthers als auch die der Körper Kräfte gegen einander äußern, deren Wirksamkeit, der Fortpflanzungsweise der dieselben erzeugenden longitudinalen Schwingungen wegen, sich nur auf unmeßbare Distanzen erstreckt und unter deren Herrschaft sowohl zwischen den Theilchen des Wärmeäthers als auch zwischen denen der Körper der Zustand eines stabilen Gleichgewichtes eintreten kann. Die auf solche Weise entstehenden Molekularkräfte besitzen demnach gerade die Eigenschaften, welche zur Erklärung der Erscheinungen der Cohäsion und Kapillarität erfordert werden und erklären zugleich auch das stabile Gleichgewicht zwischen den Theilchen des Wärmeäthers, welcher hiernach in Bezug auf die in ihm herrschenden Kräfte nicht mit einem Gase, sondern mit einem Liquidum zu vergleichen wäre. Da ferner diese Kräfte zwischen den Molekeln der Körper, welche doch, verglichen mit den Theilchen des Wärmeäthers, sehr weit von einander abstehen, noch von so bedeutender Stärke sind, so folgt, daß dieselben zwischen den letzteren mit viel größerer Intensität wirksam sein müssen, was auch mit der Schnelligkeit, womit

die Oscillationen der Aethermolekel auf einander folgen, übereinstimmt.

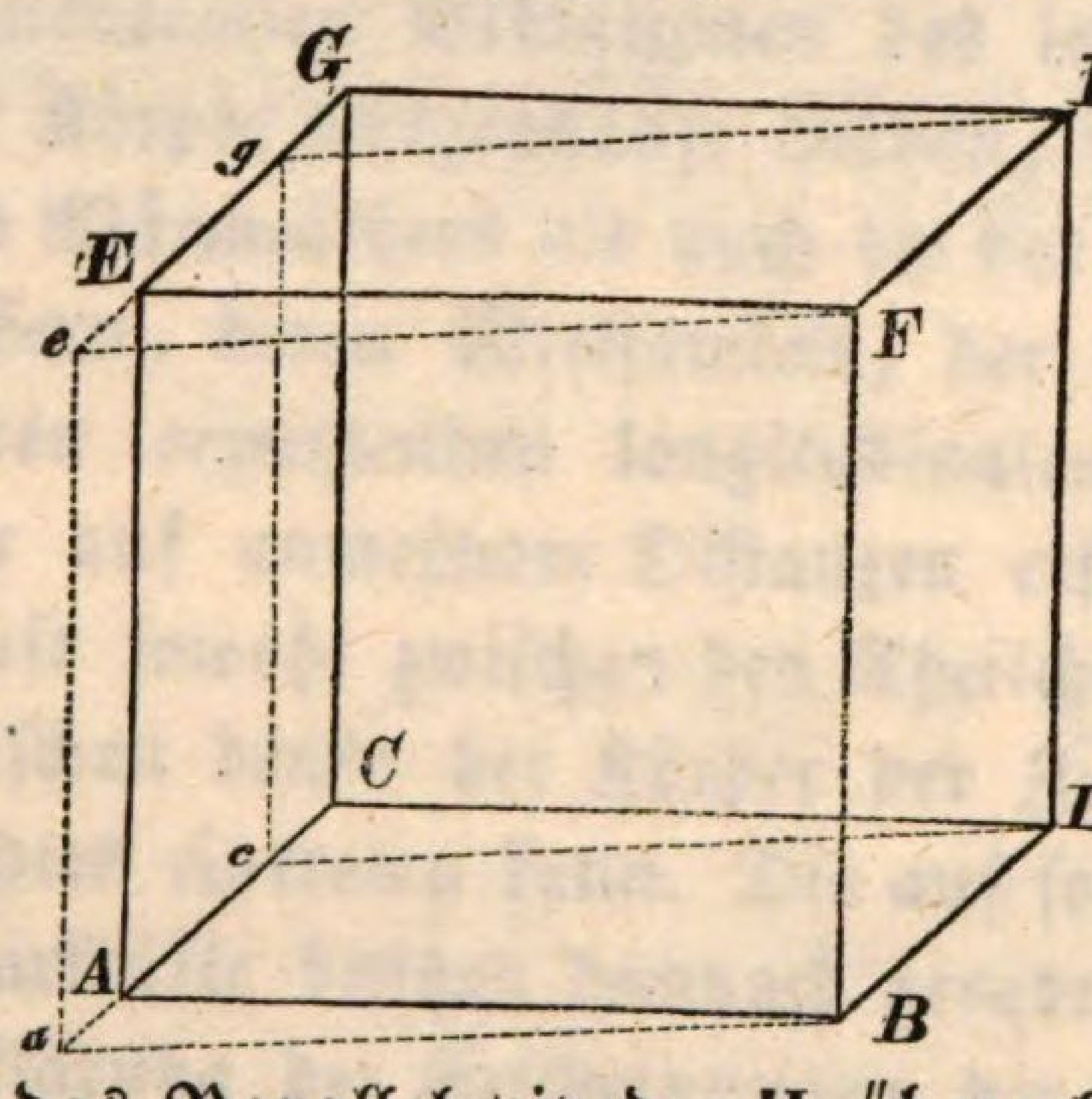
Bei der Verdichtung eines Gases müssen daher nach und nach zwei verschiedene Anziehungskräfte zwischen den Molekeln desselben merklich werden; diejenige nämlich, welche aus den transversalen Schwingungen des Wärmeäthers entsteht, und die andere, welche aus den longitudinalen Vibrationen des feineren Mediums hervorgeht.

III.

Unsere Ansicht über das Wesen und den Ursprung der bewegenden Kräfte erhält durch die darauf gegründete Erklärung der Polaritätserscheinungen, welche den Gegenstand der folgenden Betrachtungen ausmachen, eine höchst merkwürdige Bestätigung. Um diese so wunderbar scheinenden Phänomene auf die Gesetze der Wellenbewegung in elastischen Medien zurückzuführen, müssen wir aber zuerst eine genauere Untersuchung der Veränderungen anstellen, welche in der Dichte eines Mediums bei der Fortpflanzung transversaler Schwingungen vor sich gehen.

Betrachten wir acht einander benachbarte Theilchen des Mediums, deren gegenseitige Lage eine solche sei, daß sie im Zustande der Ruhe die acht Eckpunkte eines Würfels AH bilden, und es werde senkrecht auf die Ebene ACG eine Welle fortgepflanzt, in welcher die Schwingungen der Theilchen transversal und parallel zur Ebene ABD geschehen, so wird während der Theilnahme der betrachteten Theilchen an der Fortpflanzung dieser Welle der Würfel AH in das Parallelepiped aH übergehen, dessen Basis das Parallelogramm aBDc ist; denn da jene Theilchen, welche in einer auf AB oder auf der Fortpflanzungsrichtung der Welle senkrechten Ebene liegen, gleichzeitig von der nämlichen Bewegung ergriffen werden, so muß sich das Theilchen A in Bezug auf B genau so bewegen, wie sich das Theilchen C in Bezug auf D bewegt, und es bleibt daher während der Dauer der Bewegung stets Aa = Cc und aus gleichem Grunde Ee = Gg, mithin aB parallel zu cD und eF parallel zu Hg. Die Verschiebungsrichtung der Theilchen betrachten wir als genau senkrecht auf der Richtung der

(Fig. 2.)



Bewegungsfortpflanzung; denn wäre dieß auch nicht ganz genau der Fall, so könnte man doch jede Verschiebung in zwei andere zerlegen, von denen die eine in die Richtung der Fortpflanzung fällt, die andere auf ihr senkrecht steht; erstere ist aber, wie sich aus dem Verlaufe der Untersuchung ergeben wird, ohne Einfluß auf die zu erklärenden Erscheinungen und daher nicht weiter zu berücksichtigen.

In der neuen Lage der betrachteten Theilchen (Fig. 2) sind nun offenbar die Abstände aB, aD, aF, aH der Ordnung nach größer als AB, AD, AF, AH; es findet daher in jenen Richtungen eine Verdünnung des Mediums statt. Dagegen sind Bc und Fc kürzer als beziehlich BC und FC; das Medium ist somit in jenen zwei Richtungen verdichtet. Diese Aenderung in der Anordnung des Mediums wollen wir auf drei wechselweise auf einander senkrecht stehende Richtungen beziehen, wovon wir die eine mit der Richtung der Wellenfortpflanzung oder der Linie AB, die zweite mit der Richtung der Verschiebungen oder der Linie BD und folglich die dritte mit der Richtung der Linie BF zusammenfallen lassen.

Bezeichnen wir durch h die Seite des Würfels (Fig. 2.) dessen Eckpunkte die acht betrachteten Theilchen im Zustande der Ruhe einnahmen, und setzen wir aB = u; Bc = v; aD = w; aF = u'; cF = v'; aH = w'; so erhalten wir für die in den Richtungen dieser sechs Linien eingetretenen Verdünnungen beziehungsweise die Ausdrücke $\frac{u-h}{h}$, $\frac{v-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}$, $\frac{w-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}$, $\frac{u'-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}$, $\frac{v'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}$, $\frac{w'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}$, wobei wir die Verdichtungen als negative Verdünnungen betrachten. Nennen wir ferner α, β, γ beziehungsweise die Winkel der Linien u, v, w mit AB, und α', β', γ' die Winkel der Linien u', v', w' mit BF, und bezeichnen wir durch ξ, η, ε die gesammten in den drei Richtungen AB, BD, BF stattfindenden Verdünnungen, so haben wir

$$1)\ \xi = \frac{u-h}{h}\cos.\alpha + \frac{v-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\cos.\beta + \frac{w-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\cos.\gamma$$
$$+ \frac{u'-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\cos.\alpha\sin.\alpha' + \frac{v'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}\cos.\beta\sin.\beta'$$
$$+ \frac{w'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}\cos.\gamma\sin.\gamma'$$

$$2)\ \eta = \frac{u-h}{h}\sin.\alpha + \frac{v-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\sin.\beta + \frac{w-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\sin.\gamma$$
$$+ \frac{u'-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\sin.\alpha\sin\alpha' + \frac{v'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}\sin.\beta\sin.\beta'$$
$$+ \frac{w'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}\sin.\gamma\sin.\gamma'$$

$$3)\ z = \frac{u'-h\sqrt{2}}{h\sqrt{2}}\cos.\alpha' + \frac{v'-h\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}\cos.\beta' + \frac{w'h-\sqrt{3}}{h\sqrt{3}}\cos.\gamma'$$

Es ist aber, wenn $Aa = \varepsilon$ gesetzt wird:

$$\cos.\alpha = \frac{h}{u},\ \cos.\beta = \frac{h}{v},\ \cos.\gamma = \frac{h}{w},$$
$$\cos.\alpha' = \frac{h}{u'},\ \cos.\beta' = \frac{h}{v'},\ \cos.\gamma' = \frac{h}{w'},$$
$$\sin.\alpha = \frac{\varepsilon}{u},\ \sin.\beta = \frac{h-\varepsilon}{v},\ \sin.\gamma = \frac{h+\varepsilon}{w},$$
$$\sin.\alpha' = \frac{u}{u'},\ \sin.\beta' = \frac{v}{v'},\ \sin.\gamma' = \frac{w}{w'};$$

folglich, wenn man diese Werthe in die Ausdrücke für ξ, η, z substituirt:

$$\xi = 1 + \frac{3}{\sqrt{2}} + \frac{2}{\sqrt{3}} - h\left(\frac{1}{u} + \frac{1}{v} + \frac{1}{w} + \frac{1}{u'} + \frac{1}{v'} + \frac{1}{w'}\right)$$

$$\eta = \sqrt{2} + \frac{2}{\sqrt{3}} - h\left(\frac{1}{v} + \frac{1}{w} + \frac{1}{v'} + \frac{1}{w'}\right) +$$
$$+ \varepsilon\left(\frac{1+\sqrt{2}}{h\sqrt{2}} - \frac{1}{u} + \frac{1}{v} - \frac{1}{w} - \frac{1}{u'} + \frac{1}{v'} - \frac{1}{w'}\right)$$

$$z = \sqrt{2} + \frac{2}{\sqrt{3}} - h\left(\frac{1}{u'} + \frac{1}{v'} + \frac{1}{w'}\right)$$

Wir haben ferner die Gleichungen:

$$u = \sqrt{h^2 + \varepsilon^2},\quad v = \sqrt{(h-\varepsilon)^2 + h^2},\quad w = \sqrt{(h+\varepsilon)^2 + h^2},$$

$$u' = \sqrt{h^2 + u^2},\quad v' = \sqrt{h^2 + v^2},\quad w' = \sqrt{h^2 + w^2}$$

und hieraus, wenn wir die fünften und höhern Potenzen der sehr kleinen Größe $\frac{\varepsilon}{h}$ vernachlässigen:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{h}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{2h^2} + \frac{3\varepsilon^4}{8h^4}\right);$$

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{h\sqrt{2}}\left(1 + \frac{\varepsilon}{2h} + \frac{\varepsilon^2}{8h^2} - \frac{\varepsilon^3}{16h^3} - \frac{13\varepsilon^4}{128h^4}\right);$$

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{h\sqrt{2}}\left(1 - \frac{\varepsilon}{2h} + \frac{\varepsilon^2}{8h^2} + \frac{\varepsilon^3}{16h^3} - \frac{13\varepsilon^4}{128h^4}\right);$$

$$\frac{1}{u'} = \frac{1}{h\sqrt{2}}\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4h^2} + \frac{3\varepsilon^4}{32h^4}\right);$$

$$\frac{1}{v'} = \frac{1}{h\sqrt{3}}\left(1 + \frac{\varepsilon}{3h} - \frac{2\varepsilon^3}{27h^3} - \frac{7\varepsilon^4}{162h^4}\right);$$

$$\frac{1}{w'} = \frac{1}{h\sqrt{3}}\left(1 - \frac{\varepsilon}{3h} + \frac{2\varepsilon^3}{27h^3} - \frac{7\varepsilon^4}{162h^4}\right);$$

Man erhält daher:

$$4)\quad \xi = \frac{\varepsilon^2}{2h^2} - \left(\frac{3}{8} - \frac{7}{64\sqrt{2}} - \frac{7}{81\sqrt{3}}\right)\frac{\varepsilon^4}{h^4};$$

$$5)\quad \eta = \left(\frac{3}{4\sqrt{2}} + \frac{2}{3\sqrt{3}}\right)\frac{\varepsilon^2}{h^2} + \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4\sqrt{2}}\right)\frac{\varepsilon^3}{h^3} + \\ + \left(\frac{5}{64\sqrt{2}} - \frac{5}{81\sqrt{3}}\right)\frac{\varepsilon^4}{h^4};$$

$$6)\quad \zeta = \frac{\varepsilon^2}{4h^2\sqrt{2}} - \left(\frac{3}{32\sqrt{2}} - \frac{7}{81\sqrt{3}}\right)\frac{\varepsilon^4}{h^4}.$$

Trifft nun diese Welle ein materielles Theilchen von verhältnißmäßig sehr großer Masse, so ertheilt sie demselben vermöge der in der Richtung ihrer Fortpflanzung erzeugten Verdünnung ξ eine fortschreitende Bewegung gegen ihren Erregungsort, wobei die Geschwindigkeit, welche jenes materielle Theilchen in dem

Zeittheilchen dt erhält, durch $\frac{\varkappa \xi \omega dt}{\mu}$ ausgedrückt wird, wenn ξ die während der unendlich kleinen Zeit dt in der Fortpflanzungsrichtung der Welle stattfindende Verdünnung, ω die Oberfläche, μ die Masse des getroffenen Theilchens und $\varkappa$ eine Constante bedeutet. Bezeichnet man daher mit T die Undulationsdauer, so ist die dem Theilchen μ durch die ganze Welle beigebrachte Geschwindigkeit $c = \frac{\varkappa\omega}{\mu}\int_0^T \xi dt$, und wenn X die momentane Kraft bedeutet, welche der Masse μ diese Geschwindigkeit zu ertheilen vermag:

$$7) \qquad X = \varkappa\omega \int_0^T \xi dt,$$

Ist ferner Y die bewegende Kraft, welche dieselbe Welle vermöge der Verdünnung η in der Richtung der Verschiebungen auf die eine Seite des getroffenen Theilchens μ ausübt, so hat man auf gleiche Weise:

$$8) \qquad Y = \varkappa\omega \int_0^T \eta dt,$$

und wenn Z die der Verdünnung ε entsprechende Kraft bedeutet

$$9) \qquad Z = \varkappa\omega \int_0^T \varepsilon dt,$$

wobei die Werthe von ξ, η, ε aus den vorhergehenden Gleichungen zu entnehmen sind.

Die Kräfte Y und Z werden durch die nämlichen an den entgegengesetzten Seiten des Theilchens μ nach den entgegengesetzten Richtungen wirkenden Kräfte aufgehoben, indem die Wirkungen der ganzen Welle auf dasselbe senkrecht auf die Fortpflanzungsrichtung sich gegenseitig tilgen; es wird sich aber später zeigen, daß die genannten Kräfte dennoch unter gewissen Umständen zu fortschreitenden Bewegungen in einer auf die Richtung

der Wellenfortpflanzung normalen Ebene Veranlassung geben können.

Um die angezeigten Integrationen zu verrichten, kann man zuerst bemerken, daß bei transversalen Oscillationen jedem positiven Werthe von $\frac{\varepsilon}{h}$ zwischen den Grenzen o und T ein numerisch eben so großer negativer entgegensteht und daher das bestimmte Integral $\int_0^T \frac{\varepsilon^3 dt}{h^3}$, als eine Summe betrachtet, durch gegenseitiges Aufheben der darin erscheinenden Glieder verschwindet. Um das Integral $\int_0^T \frac{\varepsilon^4 dt}{h^4}$ zu finden, sei a die Amplitude der Schwingung, in welcher die betrachteten Theilchen begriffen sind, y und y′ die gleichzeitigen Abstände der Theilchen A und B (Fig. 2) von ihren Ruhelagen, entsprechend den äußerst wenig verschiedenen Phasenzeiten t und t — τ, so ist, wenn man sich y und y′ nach steigenden Potenzen von a entwickelt denkt:

$$y = a \sin. \frac{2\pi t}{T} + \ldots; \; y' = a \sin. \frac{2\pi(t - \tau)}{T} + \ldots;$$

wobei, wenn a als eine sehr kleine Größe der ersten Ordnung betrachtet wird, das nächstfolgende Glied in beiden Reihen der zweiten Ordnung angehört. Hieraus ergibt sich, da $y - y' = \varepsilon$ ist,

$$\varepsilon = a\left(\sin. \frac{2\pi t}{T} - \sin. \frac{2\pi(t-\tau)}{T}\right) + \ldots = \frac{2\pi\tau a}{T} \cos. \frac{2\pi t}{T} + \ldots$$

Bedeutet L die Wellenlänge, so besteht die Proportion $L : T = h : \tau$; man hat daher

$$\frac{\varepsilon}{h} = \frac{2\pi a}{L} \cos. \frac{2\pi t}{T} + \ldots$$

Da wir bereits oben die fünften und höhern Potenzen von $\frac{\varepsilon}{h}$ vernachläßigt haben, und dieser Quotient so wie $\frac{\tau}{T}$ und a als

eine sehr kleine Größe der ersten Ordnung zu betrachten ist, so sind auch in dem Ausdrucke für $\frac{\varepsilon^4}{h^4}$ die sehr kleinen Größen von höherer als der vierten Ordnung wegzulassen und man erhält:

$$\frac{\varepsilon^4}{h^4} = \frac{16\,\pi^4 a^4}{L^4} \left(\cos. \frac{2\pi t}{T}\right)^4, \text{ woraus}$$

$$\int_0^T \frac{\varepsilon^4}{h^4}\, dt = \frac{6\pi^4 a^4 T}{L^4} \text{ folgt.}$$

Da ferner τ die Zeit bedeutet, binnen welcher die Phase des Theilchens A auf B übertragen wird, so ist $\frac{\varepsilon}{\tau}$ die Geschwindigkeit, womit das Theilchen B den Weg ε zurücklegt und $\frac{\varepsilon^2}{\tau^2}$ der Ausdruck für die lebendige Kraft desselben, seine Masse = 1 gesetzt; woraus sofort folgt, daß $\int_0^T \frac{\varepsilon^2}{\tau^2} dt$ die ganze nach und nach von einem schwingenden Theilchen während der Dauer einer Oscillation empfangene und von ihr fortgepflanzte lebendige Kraft vorstellt. Bezeichnen wir dieselbe durch $J^2 T$, so haben wir

$$J^2\, T = \int_0^T \frac{\varepsilon^2}{\tau^2} dt = \frac{L^3}{T^2} \int_0^T \frac{\varepsilon^2}{h^2} dt, \text{ mithin } \int_0^T \frac{\varepsilon^2}{h^2} dt = \frac{J^2 T^3}{L^3},$$

wo J^2 die Intensität der betrachteten Welle oder die Quantität der lebendigen Kraft bedeutet, welche im Falle einer ununterbrochenen Aufeinanderfolge solcher Wellen von einem schwingenden Theilchen in der Zeit 1 fortgepflanzt wird.

Substituirt man nun anstatt der in den Ausdrücken für X, Y, Z erscheinenden bestimmten Integrale die eben gefundenen Werthe, so ergeben sich die Gleichungen:

$$X = \varkappa\omega T\left[\frac{J^2T^2}{2L^2} - 6\left(\frac{3}{8} - \frac{7}{64\sqrt{2}} - \frac{7}{81\sqrt{3}}\right)\frac{\pi^4 a^4}{L^4}\right]$$

$$Y = \varkappa\omega T\left[\left(\frac{3}{4\sqrt{2}} + \frac{2}{3\sqrt{3}}\right)\frac{J^2T^2}{L^2} + 30\left(\frac{1}{64\sqrt{2}} - \frac{1}{81\sqrt{3}}\right)\frac{\pi^4 a^4}{L^4}\right]$$

$$Z = \varkappa\omega T\left[\frac{J^2T^2}{4L^2\sqrt{2}} - 6\left(\frac{3}{32\sqrt{2}} - \frac{7}{81\sqrt{3}}\right)\frac{\pi^4 a^4}{L^4}\right]$$

welche sich auf die Form

$$10)\qquad \frac{X}{T} = l^2 J^2 - \lambda^2 a^4$$

$$11)\qquad \frac{Y}{T} = (m^2 + n^2) J^2 + (\mu^2 + \nu^2) a^4$$

$$12)\qquad \frac{Z}{T} = n^2 J^2 - \nu^2 a^4$$

bringen lassen, wo die Bedeutungen von $l, m, n, \lambda, \mu, \nu$ aus den unmittelbar vorhergehenden Ausdrücken zu entnehmen sind, und $\frac{X}{T}$, $\frac{Y}{T}$, $\frac{Z}{T}$ die Kräfte vorstellen, welche eine ununterbrochene Folge gleicher von einem bestimmten Punkte herkommenden Wellen binnen der Zeit 1 auf ein materielles Theilchen, dessen Oberfläche ω ist, ausübt.

Aus diesen für den Fall geradliniger Verschiebungen der Theilchen des Mediums deducirten Gleichungen sind diejenigen leicht abzuleiten, welche für elliptisch und cirkular polarisirte Schwingungen gelten; denn jede elliptische Schwingung läßt sich als das Resultat zweier gleichzeitig vor sich gehenden geradlinig und senkrecht auf einander polarisirten Schwingungen betrachten, deren Amplituden der Größe und Richtung nach mit den Axen jener Ellipse zusammenfallen und deren Phasenunterschied eine ungerade Anzahl Viertel-Undulationen beträgt.

Es sei J^2 die Intensität einer elliptisch polarisirten Welle b und $b_{,}$ die Axen der Oscillationsellipse, i^2 und $i_{,}^2$ die Intensitäten der durch Zerlegung der Schwingungen nach den Richtungen dieser Axen erhaltenen geradlinig polarisirten Wellen-Componenten, und bezeichnen wir die den in der Fortpflanzungsrichtung und in den

Richtungen der Axen b und b, erzeugten Verdünnungen entsprechenden bewegenden Kräfte, welche diese Welle auf ein von ihr getroffenes Körpertheilchen ausübt, beziehungsweise durch X', Y', Z', so haben wir, da die in einerlei Richtung fallenden Verdünnungen und folglich auch die entsprechenden Kräfte sich addiren:

$$13)\quad \frac{X'}{T} = l^2 J^2 - \lambda^2 (b^4 + b_,^4)$$

$$14)\quad \frac{Y'}{T} = (m^2 + n^2) i^2 + n i_,^2 + (\mu^2 + \nu^2) b^4 - \nu^2 b_,^4$$

$$15)\quad \frac{Z'}{T} = (m^2 + n^2) i_,^2 + n^2 i^2 + (\mu^2 + \nu^2) b_,^4 - \nu^2 b^4$$

Da bei gleicher Intensität der Welle oder konstantem J^2 die Summe $b^4 + b_,^4$ desto kleiner ausfällt, je mehr sich die Bahnen der schwingenden Theilchen der Kreisform nähern, so sieht man, daß die Kraft X' und die Verdünnung des Mediums in der Fortpflanzungsrichtung der Welle für cirkulare Schwingungen ein Maximum wird, während in Bezug auf die Summe der senkrecht auf die Fortpflanzungsrichtung erzeugten Verdünnungen das Umgekehrte stattfindet, und Y' + Z' für kreisförmige Bahnen ein Minimum ist.

Für cirkular polarisirte Schwingungen gehen die obigen Gleichungen, da in diesem Falle $i^2 = i_,^2 = \frac{1}{2} J^2$ und $b^4 = b_,^4 = \beta^4$ wird, in folgende über:

$$16)\quad \frac{X'}{T} = l^2 J^2 - 2\lambda^2 \beta^4$$

$$17)\quad \frac{Y'}{T} = \frac{Z'}{T} = \frac{(m^2 + 2n^2) J^2}{2} + \mu^2 \beta^4$$

Auf diese und die vorhergehenden Gleichungen gründen wir nun unsere Erklärung der magnetischen, elektrischen und elektromagnetischen Bewegungserscheinungen. Wir werden zunächst auf die in der Richtung der Wellenbewegung eintretende Verdünnung und die ihr entsprechende Kraft, welche durch die Gleichungen

13) und 16) bestimmt wird, unsere Aufmerksamkeit richten, auf die in der Normalebene zu jener Richtung wirkenden Kräfte aber später zurückkommen, wenn es sich um die Herleitung der elektromagnetischen Erscheinungen handelt.

Denken wir uns in einem zur Fortpflanzung transversaler Schwingungen geeigneten Medium zwei materielle Theilchen M und N, von welchen vermöge einer eigenthümlichen Beschaffenheit ihrer Oberfläche nach allen Richtungen cirkular polarisirte Schwingungen ausgehen, und bestimmen wir die Aktion, welche sie demzufolge wechselweise auf einander ausüben müssen.

Ist MN die Richtung eines von M ausgehenden rechts cirkular polarisirten Strahles, in welchem nämlich die schwingenden Theilchen des Mediums, von M aus betrachtet, den oberen Theil ihrer Bahnen von der Linken gegen die Rechte durchlaufen, so werden die unmittelbar vor N, d. h. an der gegen M gekehrten Seite desselben liegenden Theilchen angeregt, ihre Ruhelagen in der angegebenen Richtung zu umkreisen. Sind nun die von N ausgehenden Strahlen gleichfalls rechts cirkular polarisirt, so sollen die eben erwähnten Theilchen auch zufolge der von N aus auf sie übertragenen Bewegung Kreisbahnen und zwar deren obere Hälften, von N aus gesehen, ebenfalls von der Linken gegen die Rechte, mithin von M aus betrachtet, von der Rechten gegen die Linke durchlaufen, woraus folgt, daß die von M und N ausgehenden Erregungen die an den einander zugewendeten Seiten von M und N liegenden Theilchen des Mediums gleichzeitig in entgegengesetztem Sinne zu drehen suchen. Die Bahnen, welche diese Theilchen dadurch wirklich zu beschreiben genöthigt werden, sind Ellipsen. Dies gilt überhaupt für den Fall, wenn M und N Strahlen von gleicher Drehung aussenden. Sind hingegen die von M herkommenden Strahlen rechts cirkular und die von N ausgehenden links cirkular polarisirt oder umgekehrt, so werden auf die an den einander zugekehrten Seiten von M und N liegenden Theilchen gleichzeitig Kreisbewegungen mit gleicher Umlaufsrichtung übertragen, und ihre wirklichen Bahnen sind in diesem Falle Kreise, deren Halbmesser von dem Phasenunterschiede der beiden Componenten abhängt. Da nun den oben ent-

wickelten Gleichungen zufolge die Kräfte, von denen die Theilchen M und N vermöge der von ihnen ausgehenden Oscillationen sollicitirt werden, von der Gestalt der Bahnen der oscillirenden Theilchen des angrenzenden Mediums abhängen, so ist ersichtlich, daß die gegenseitige Aktion der materiellen Theilchen M und N für jeden der betrachteten Fälle eine andere sein muß. Wir werden daher nun diese Wechselwirkung genauer zu bestimmen suchen und dabei voraussetzen, daß die Theilchen M und N bezüglich ihrer Oberfläche ω und ihrer Masse μ einander gleich und daß die Intensitäten der von ihnen erregten Schwingungen für gleiche Entfernungen vom Erregungsorte dieselben sind.

Um zuerst den Fall zu untersuchen, wenn von den betrachteten materiellen Theilchen cirkular polarisirte Strahlen von gleicher Drehung ausgehen, sei i^2 die lebendige Kraft und a die entsprechende Amplitude in den von M ausgesendeten Strahlen in der Entfernung 1, J^2 die lebendige Kraft und A die Amplitude jener Schwingungsbewegung, in welche durch das Theilchen N die dessen Oberfläche zunächst liegenden Theilchen des Mediums versetzt werden, und die Distanz $MN = r$. Indem nun die von M kommenden Strahlen das Theilchen N treffen, müssen nach dem bereits Bemerkten jene Theilchen des Mediums, welche an der getroffenen Seite von N liegen, wegen der gleichzeitig auf sie übertragenen, der Richtung nach entgegengesetzten Kreisbewegungen, denen die Amplituden A und $\frac{a}{r}$ entsprechen, elliptische Bahnen mit den Axen $A + \frac{a}{r}$ und $A - \frac{a}{r}$ beschreiben, wobei die lebendige Kraft der auf solche Weise zusammengesetzten Schwingungsbewegung durch $J^2 + \frac{i^2}{r^2}$ ausgedrückt wird. Man kann daher die Sache so betrachten, als wenn die erwähnten Theilchen des Mediums einem elliptisch polarisirten Strahle angehörten, und findet hiernach die auf A in der Richtung NM wirkende Kraft p' aus der Gleichung 13), wenn man darin J^2 mit $J^2 + \frac{i^2}{r^2}$ vertauscht und $b^4 = \left(A + \frac{a}{r}\right)^4$, $b_1^4 = \left(A - \frac{a}{r}\right)^4$ setzt, wodurch man erhält:

$$p' = l^2\left(J^2 + \frac{i^2}{r^2}\right) - \lambda^2\left[\left(A + \frac{a}{r}\right)^4 + \left(A - \frac{a}{r}\right)^4\right] \text{ oder}$$

$$p' = l^2\left(J^2 + \frac{i^2}{r^2}\right) - 2\lambda^2\left(A^4 + \frac{6A^2a^2}{r^2} + \frac{a^4}{r^4}\right)$$

Dagegen sind auf der entgegengesetzten Seite von A zu Folge der von diesem Theilchen ausgehenden Erregungen die Theilchen des Mediums in cirkularen Schwingungen begriffen, deren Amplitude A ist; wegen der hierdurch erzeugten Verdünnung wirkt daselbst der Kraft p′ entgegengesetzt eine Kraft p″, die man aus der Gleichung 16) erhält, wenn man darin A^4 statt β^4 setzt, wodurch man $p'' = l^2J^2 - 2\lambda^2A^4$ findet.

Bezeichnet man daher durch p die Kraft, womit N wirklich gegen M in Bewegung gesetzt wird, so hat man $p = p' - p''$, mithin

$$p = \frac{l^2i^2}{r^2} - \frac{2\lambda^2a^2}{r^2}\left(6A^2 + \frac{a^2}{r^2}\right)$$

Da aber die Intensitäten der von M und N ausgehenden Schwingungen der Annahme zu Folge für gleiche Entfernungen von den Erregungsorten einander gleich sind, so ist klar, daß, wenn M und N sich in einer Entfernung von einander befinden, wogegen die Dimensionen dieser Theilchen völlig verschwinden, $\frac{a}{r}$ als verschwindend gegen A und somit $\frac{a^2}{r^2}$ als eine sehr kleine Größe der vierten Ordnung betrachtet werden muß, wenn A^2 eine sehr kleine Größe der zweiten Ordnung ist; man kann daher $\frac{a^2}{r^2}$ gegen A^2 ohne Fehler vernachlässigen und erhält dann:

$$p = \frac{l^2i^2}{r^2} - \frac{12\lambda^2A^2a^2}{r^2}$$

Befindet sich in der Entfernung r von M eine Gruppe von n materiellen Theilchen von gleicher Beschaffenheit mit N, deren Abstände unter einander als verschwindend klein gegen r betrachtet werden können, so erfährt jedes derselben von M die Anzie-

hung p und es ist np die Kraft, womit die ganze Gruppe gegen M hingezogen wird. Setzt man nun auch an die Stelle von M eine der vorigen ganz gleiche Gruppe, so geht in der vorhergehenden Gleichung i^2 über in ni^2 und a^2 in na^2; man erhält somit für die zwischen beiden Gruppen obwaltende Anziehung P die Gleichung:

$$18) \qquad P = \frac{n^2}{r^2}(l^2 i^2 - 12\lambda^2 A^2 a^2).$$

Nun wollen wir den zweiten möglichen Fall betrachten, wenn nämlich die von M und N ausgesendeten Strahlen in entgegengesetzten Sinne cirkular polarisirt sind.

Wird unter dieser Annahme N von einem Strahle aus M getroffen, so werden die an der getroffenen Seite desselben liegenden Theilchen des Mediums wie im vorigen Falle angeregt, Kreisbahnen mit dem Radius $\frac{a}{r}$ zu beschreiben; da sie aber auch von N selbst afficirt in Kreisen mit dem Halbmesser A und zwar in gleicher Richtung umlaufen sollen, so werden ihre wirklichen Bahnen ebenfalls Kreise, deren Halbmesser aber von dem Phasenunterschiede der Componenten abhängt und somit, da letzterer bezüglich der verschiedenen von der Oberfläche ω des Theilchens N ausgehenden Strahlen alle zwischen o und 2π liegenden Werthe annehmen kann, für verschiedene Punkte dieser Oberfläche veränderlich ist. Es sei $\frac{\omega}{n}$ eine verschwindend kleine Partie derselben, wo der Phasenunterschied φ herrscht, so ist $\sqrt{\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)}$ die Amplitude und

$$J^2 + \frac{2Ji\cos.\varphi}{r} + \frac{i^2}{r^2}$$

die lebendige Kraft der daselbst stattfindenden Schwingungsbewegung; man erhält daher für die Kraft q', welche an jener Stelle auf das Theilchen N in der Richtung NM wirkt, zufolge der Gleichung 16), wenn man darin J^2 mit $J^2 + \frac{2Ji\cos.\varphi}{r} + \frac{i^2}{r^2}$

vertauscht und $\beta^4 = \left(A^2 + \frac{2Aa\cos\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)^2$ setzt, den Ausdruck:

$$q' = \frac{l^2}{n}\left(J^2 + \frac{2Ji\cos.\varphi}{r} + \frac{i^2}{r^2}\right) - \frac{2\lambda^2}{n}\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)^2$$

Die Totalwirkung auf die gegen M gewendete Seite von N ist demnach

$$S(q') = \frac{l^2}{n}\left[nJ^2 + \frac{2Ji}{r}S(\cos.\varphi) + \frac{ni^2}{r^2}\right] -$$

$$-\frac{2\lambda^2}{n}\left[nA^4 + \frac{4A^3a}{r}S(\cos.\varphi) + \frac{4A^2a^2}{r^2}S(\cos.\varphi^2) + \frac{2nA^2a^2}{r^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{4Aa^3}{r^3}S(\cos.\varphi) + \frac{na^4}{r^4}\right]$$

Man hat aber, wenn n eine sehr große Zahl ist, nach der Formel:

$$\int_\alpha^\beta f(x)\,dx = \frac{\beta-\alpha}{n}S\left[f\left(\alpha + \frac{h(\beta-\alpha)}{n}\right)\right],$$ worin h eine ganze Zahl und Null bedeuten kann und das Summenzeichen sich auf die n Werthe bezieht, welche h von $h = 0$ bis $h = n - 1$ annimmt,

$$S(\cos.\varphi) = \frac{n}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos.\varphi\,d\varphi = 0;$$

$$S(\cos.\varphi^2) = \frac{n}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos.\varphi^2\,d\varphi = \frac{n}{2};$$

folglich, wenn man dieses in dem Ausdrucke für $S(q')$ substituirt:

$$S(q') = l^2\left(J^2 + \frac{i^2}{r^2}\right) - 2\lambda^2\left(A^4 + \frac{4A^2a^2}{r^2} + \frac{a^4}{r^4}\right)$$

Dieser Kraft entgegengesetzt wirkt auf der anderen Seite von N wie im vorigen Falle die Kraft $l^2 J^2 - 2\lambda^2 A^4$; es ist daher, wenn q die Kraft bedeutet, womit N wirklich gegen M bewegt wird,

$$q = \frac{l^2 i^2}{r^2} - \frac{2\lambda^2 A^2 a^2}{r^2}\left(4A^2 + \frac{a^2}{r^2}\right),$$ oder weil $\frac{a^2}{r^2}$ gegen A^2 verschwindet,

$$q = \frac{l^2 i^2}{r^2} - \frac{8\lambda^2 A^2 a}{r^2}.$$

Eine Gruppe von n materiellen Theilchen von derselben Beschaffenheit wie N erfährt bei gleicher Distanz von M die Anziehung nq; setzt man nun an die Stelle von M ebenfalls eine Gruppe von n ihm gleichen materiellen Theilchen, so geht i^2 über in ni^2 und a^2 in na^2 und es ergibt sich für die gegenseitige Anziehung Q beider Gruppen die Gleichung:

$$19)\quad Q = \frac{n^2}{r^2}(l^2 i^2 - 8\lambda^2 A^2 a^2).$$

Nennt man daher zwei Molekel oder Gruppen materieller Theilchen gleichnamig oder ungleichnamig polar, je nachdem sie cirkular polarisirte Strahlen von gleicher oder entgegengesetzter Drehung aussenden, so sieht man aus den Gleichungen 18) und 19), daß die Anziehung zwischen gleichnamig polaren Molekeln geringer ist als zwischen ungleichnamig polaren; denn aus den erwähnten Gleichungen folgt $Q - P = \left(\frac{2\lambda A a n}{r}\right)^2$.

Denken wir uns nun eine Gruppe aus n materiellen Theilchen bestehend, von denen $\frac{n}{2}$ eine bestimmte, die übrigen $\frac{n}{2}$ die entgegengesetzte Polarität besitzen, dieses Wort in dem eben angegebenen Sinne genommen, und welche in einer solchen wechselseitigen Verbindung stehen, daß die einzelnen Theilchen innerhalb der Gruppe selbst frei beweglich sind, so ist aus dem Vorhergehenden klar, daß in derselben nicht eher ein stabiles Gleichgewicht eintreten kann, als bis eine gleichmäßige Vertheilung beider Po-

laritäten in der ganzen Gruppe hergestellt ist. Eine solche Gruppe kann aber nach außen offenbar weder die eine noch die andere Polarität zeigen, da für jeden von ihr ausgehenden cirkular polarisirten Strahl ein anderer von gleicher Intensität und Richtung aber entgegengesetzter Drehung gefunden werden kann, mit welchem sich jener zu einem geradlinig polarisirten Strahle zusammensetzt. Diesen aus dem gleichmäßigen Zusammensein der entgegengesetzten Polaritäten hervorgehenden Zustand kann man den natürlichen und mit Rücksicht auf ihr gegenseitiges Verhalten die eine Polarität die positive, die andere die negative nennen.

Es sei r die Entfernung einer aus n polaren Theilchen bestehenden, im natürlichen Zustande befindlichen Gruppe M von einer andern N, die wir uns zusammengesetzt denken aus n Theilchen von gleicher, etwa positiver, Polarität, so ist die von der Gruppe N auf die $\frac{n}{2}$ positiv polaren Theilchen in M ausgeübte Anziehung

$$f = \frac{n^2}{2r^2}(l^2 i^2 - 12\lambda^2 A^2 a^2);$$

bedeutet ferner f die zwischen N und den $\frac{n}{2}$ negativ polaren Theilchen in M stattfindende Anziehung, so haben wir

$$f' = \frac{n^2}{2r^2}(l^2 i^2 - 8\lambda^2 A^2 a^2);$$

es ist daher die ganze von dem positiv polaren N auf das unpolare M ausgeübte anziehende Kraft

$$f + f' = \frac{n^2}{r^2}(l^2 i^2 - 10\lambda^2 A^2 a^2).$$

Da aber N die negativ polaren Theilchen in M stärker als die positiv polaren anzieht, so müssen die ersteren sich an der gegen N gekehrten Seite anzuhäufen suchen, woraus folgt, daß in der Gruppe M an der Seite gegen N die negative, auf der entgegen-

gesetzten Seite aber die positive Polarität vorwalten muß, ohne daß jedoch, so lange man die Dimensionen der Gruppen als verschwindend klein gegen ihre Distanz betrachten kann, die Anziehung $f + f'$ eine Aenderung erleidet. Der so herbeigeführte Zustand der Gruppe M erscheint als ein Zwangszustand, welcher nur während der Dauer der Einwirkung des polaren N fortbesteht und mit dem Aufhören derselben sogleich wieder dem natürlichen Zustande weichen muß.

Endlich haben wir noch die Anziehung zu bestimmen, welche eine aus gleichen Mengen positiv und negativ polarer Theilchen gebildete Gruppe auf eine andere im natürlichen oder polaren Zustande befindliche ausübt, wozu wir folgenden Weg einschlagen.

Es seien C und C′ zwei entgegengesetzt polare Theilchen, deren Distanz CC′ gegen die Entfernung beider von einem dritten polaren Theilchen D als verschwindend klein betrachtet werden kann. Hat D mit C ungleichnamige Polarität, so werden auf die Theilchen des Mediums, welche an der gegen C gekehrten Seite von D liegen, in Folge der von C und D ausgehenden Schwingungen gleichzeitig zwei Kreisbewegungen in gleichem Sinne übertragen, deren Halbmesser, wenn wir die oben gebrauchten Bezeichnungen beibehalten, $\frac{a}{r}$ und A sind, woraus wieder eine Kreisbahn mit dem Radius $\sqrt{\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)}$ resultirt, wenn φ den Phasenunterschied der Componenten bedeutet. Da aber überdies dieselben Theilchen des Mediums in Folge der Erregungen, welche von dem mit D gleichnamig polaren C′ ausgehen, gleichzeitig eine Kreisbahn mit dem Radius $\frac{a}{r}$ in entgegengesetzter Richtung beschreiben sollen, so wird ihre wirkliche Bahn eine Ellipse mit den Axen

$$\sqrt{\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)} + \frac{a}{r} \text{ und}$$

$$\sqrt{\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)} - \frac{a}{r},$$

wobei $J^2 + \frac{2Ji\cos.\varphi}{r} + \frac{2i^2}{r^2}$ die lebendige Kraft der zusammengesetzten Schwingungsbewegung ist. Bedeutet nun k' die Kraft, womit das Theilchen D an dieser Seite zur Bewegung gegen C und C' angeregt würde, wenn φ an allen Punkten der Oberfläche desselben einerlei Werth hätte, so ist

$$k' = l^2\left(J^2 + \frac{2Ji\cos.\varphi}{r} + \frac{2i^2}{r^2}\right) -$$
$$-\lambda^2\left\{\left[\sqrt{\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)} + \frac{a}{r}\right]^4 + \right.$$
$$\left. + \left[\sqrt{\left(A^2 + \frac{2Aa\cos.\varphi}{r} + \frac{a^2}{r^2}\right)} - \frac{a}{r}\right]^4\right\}$$

mithin wegen der Veränderlichkeit von φ, wenn n die Anzahl der an den verschiedenen Punkten der Oberfläche von D stattfindenden verschiedenen Werthe desselben bedeutet, $\frac{1}{n}S(k') = = l^2\left(J^2 + \frac{2i^2}{r^2}\right) - 2\lambda^2\left(A^4 + \frac{10A^2a^2}{r^2} + \frac{8a^4}{r^4}\right)$ die Anziehung, welche von C und C' auf die ihnen zugewendete Seite von D ausgeübt wird. Hiervon ist wegen der Verdünnung auf der entgegengesetzten Seite von D noch die Kraft $l^2J^2 - 2\lambda^2A^4$ abzuziehen und somit, da $\frac{a^2}{r^2}$ gegen A^2 verschwindet,

$$k = \frac{2}{r^2}(l^2i^2 - 10\lambda^2A^2a^2)$$

die Größe der auf D wirkenden bewegenden Kraft.

Denkt man sich nun an die Stelle von D eine aus n gleichnamig oder ungleichnamig polaren Theilchen bestehende Gruppe, deren Dimensionen gegen r verschwindend klein sind, so ist die von C und C' darauf ausgeübte Anziehung $= nk$; folglich, wenn man an die Stelle von C und C' eine Gruppe von $\frac{n}{2}$ Paaren entgegengesetzt polarer Theilchen setzt,

20) $$K = \frac{n^2}{r^2}(l^2i^2 - 10\lambda^2A^2a^2)$$

die Anziehung, welche zwischen dieser und der andern entweder ebenfalls im natürlichen oder im polaren Zustande befindlichen Gruppe obwaltet.

Die Gleichungen 18), 19) und 20) führen nun auf folgende Weise zur Erklärung der polaren, und zwar zunächst der magnetischen Anziehung und Abstoßung. Stellen wir uns vor, die Molekel irgend eines der im Raume verbreiteten elastischen Medien, welches wir aus einem erst später einleuchtenden Grunde Elektrogenium nennen wollen, seien den eben betrachteten ähnliche, aus gleichen Mengen entgegengesetzt polarer Elementartheilchen gebildete und daher im natürlichen Zustande befindliche Gruppen, welche unter einander durch das vorhin angenommene höchst feine Medium, worin die von den polaren Elementartheilchen ausgehenden cirkular polarisirten Schwingungen fortgepflanzt werden und welches wir Magnetogenium nennen, in beständiger Wechselwirkung, übrigens aber unter der Herrschaft anderer Kräfte im Zustande des stabilen Gleichgewichtes stehen, ähnlich wie die durch Molekularkräfte im Gleichgewichte erhaltenen Molekel eines Körpers in fortdauernder Wechselwirkung vermittelst des Wärmeäthers begriffen sind. Demnach geht zwischen den Molekeln des Elektrogeniums vermittelst des Magnetogeniums ein ähnlicher wechselseitiger Austausch lebendiger Kräfte vor sich, wie zwischen den Theilchen eines Körpers unter Vermittelung des Wärmeäthers, wobei jedes Molekel fortwährend eben so viel lebendige Kraft empfängt, als es an das umgebende Medium abgibt. Die auf die angegebene Weise zusammengesetzten Molekel des Elektrogeniums verhalten sich gegen einander als unpolar. und es besteht daher zwischen je zweien derselben vermöge der von ihnen ausgehenden transversalen Vibrationen der Gleichung 20) zu Folge die Anziehung

$$K = \frac{n^2}{r^2}\left(l^2 i^2 - 10\,\lambda^2 A^2 a^2\right)$$

sämmtliche Buchstaben in der oben angegebenen Bedeutung genommen, wobei für das ganze Molekelsystem n, i^2, A^2, a^2 unveränderliche Größen sind. Diese Anziehung ist derjenigen analog,

welche die Molekel eines Körpers in Folge ihrer Wärmestrahlung auf einander ausüben müssen; es muß ihr daher auch eine der ausdehnenden Kraft der Wärme analoge Abstoßung zur Seite stehen, abgesehen von den Kräften, welche das ganze System in stabilem Gleichgewichte erhalten und denjenigen analog sind, unter deren Herrschaft der Zustand eines Liquidums steht.

Wenn nun in diesem Systeme, wie wir annehmen, Gleichgewicht herrscht, so muß die Anziehung K für jedes Molekel-Paar durch die Gesammtaktion aller übrigen Molekel aufgehoben sein, oder die Wirkung des ganzen Systems auf zwei betrachtete Molekel muß als eine zwischen diesen herrschende Abstoßung angesehen werden können, welche der Anziehung K das Gleichgewicht hält. Bezeichnet man diese Wirkung des ganzen Systemes durch R, so hat man K—R=o, mithin

$$R = \frac{n^2}{r^2}\left(l^2i^2 - 10\,\lambda^2A^2a^2\right)$$

Stellen wir uns nun vor, zwei Molekel des Elektrogeniums seien von den andern dadurch unterschieden, daß die von ihnen ausgehenden cirkular polarisirten Strahlen sämmtlich von einerlei Drehung sind, während sie sonst mit den übrigen Molekeln einerlei Beschaffenheit nämlich gleich große Oberfläche und Masse haben und dieselbe Quantität lebendiger Kraft aussenden, so wird den Gleichungen 18) und 19) gemäß die zwischen denselben obwaltende Anziehung entweder durch

$$P = \frac{n^2}{r^2}\left(l^2i^2 - 12\,\lambda^2A^2a^2\right) \text{ oder durch}$$

$$Q = \frac{n^2}{r^2}\left(l^2i^2 - 8\,\lambda^2A^2a^2\right)$$

ausgedrückt, je nachdem diese zwei Molekel gleichnamig oder ungleichnamig polar sind. Zieht man nun von der Quantität ihrer gegenseitigen Anziehung die dem Gesagten zufolge aus der Totalaktion des Systemes hervorgehende Abstoßung R als nach entgegengesetzter Richtung wirkend ab, so erhält man für die gegenseitige Bewegungsanregung derselben entweder

$$P - R = -\frac{2\lambda^2 n^2 A^2 a^2}{r^2} \text{ oder}$$

$$Q - R = +\frac{2\lambda^2 n^2 A^2 a^2}{r^2},$$

je nachdem die betrachteten Molekel gleichnamige oder ungleichnamige Polarität haben. Das Produkt $nA^2 . na^2$ ist dem Produkte der Intensitäten der von den Molekeln ausgehenden cirkular polarisirten Strahlen proportional; bezeichnen wir diese Intensitäten für die Entfernung 1 beziehungsweise mit s und s^1, so haben wir, da der Kürze wegen $2\lambda^2 n^2 A^2 a^2 = ss^1$ gesetzt werden kann,

21) $$P - R = -\frac{ss'}{r^2}$$

22) $$Q - R = +\frac{ss'}{r^2}$$

Aus diesen Gleichungen folgt also für das betrachtete Molekelsystem der Satz: Ungleichnamig polare Molekel ziehen sich an, gleichnamig polare stoßen sich ab; die Intensität dieser Kraftäußerungen ist dem Quadrate der Distanz verkehrt und dem Produkte der Intensitäten der ausgesendeten cirkular polarisirten Strahlen direkt proportional.

Indem nun aber ein Molekel von bestimmter Polarität auf die gleichnamige Polarität aller übrigen Molekel des Systemes abstoßend, auf die ungleichnamige anziehend wirkt, ist sein Bestreben dahin gerichtet, in allen es umgebenden Molekeln die gleichmäßige Vereinigung der entgegengesetzten Polaritäten zu zerstören und eine Trennung derselben in der Art herbeizuführen, daß ihm von allen Molekeln die ungleichnamige Polarität zugekehrt werde. Den Zwang, welchen diese hierbei erleiden, nennen wir die von dem polaren Molekel ausgeübte inducirende Kraft. Bezeichnen wir dieselbe mit F, so haben wir

23) $$F = \frac{1}{2}(Q - R) + \frac{1}{2}(R - P) = \frac{ss'}{r^2}$$

In der Nähe eines polaren Molekels befinden sich demnach alle Molekel des Elektrogeniums im Zustande der polaren Erregung, deren Stärke mit dem Quadrate der Distanz vom inducirenden Molekel im verkehrten Verhältnisse steht.

Bisher haben wir vorausgesetzt, daß die im Magnetogenium erregten Wellen sich unbehindert von den Molekeln des Elektrogeniums, zwischen welchen dasselbe gelagert ist, fortpflanzen können. Nehmen wir nun aber an, daß die in Rede stehenden Wellen sich zwischen den Molekeln des Elektrogeniums auf ähnliche Weise verbreiten, wie die Wellen der geleiteten Wärme im Innern der Körper, so werden die daraus entspringenden Kräfte aus demselben Grunde wie die aus den Vibrationen des in den Körpern vorhandenen Wärmeäthers hervorgehenden nur bis in sehr kleine Distanzen wirksam und folglich zu den Molekularkräften zu rechnen sein. Allein dies verhindert keineswegs, daß die von einem polaren Molekel bewirkte Induktion sich dennoch und zwar mittelbar bis in die größten Entfernungen verbreite und dabei bezüglich ihrer Intensität im verkehrten quadratischen Verhältnisse der Distanz vom inducirenden Molekel abnehme. Denn die von einem polaren Molekel ausgehenden cirkular polarisirten Wellen induciren unmittelbar die zunächst liegenden concentrischen Schichten des Elektrogeniums, diese wieder die folgenden und so fort; die polare Erregung muß daher nach und nach bis in Distanzen fortschreiten, wohin die von dem ursprünglich polaren Molekel selbst ausgehenden Wellen gar nicht mehr gelangen und deßhalb auch nicht wirken können. Weil aber bei diesem Vorgange ein gewisser Antheil der von einer Schichte des Elektrogeniums absorbirten lebendigen Kraft eines von dem polaren Molekel herkommenden Wellensystems, nämlich die inducirende Kraft desselben, dazu verwendet wird, diese Schichte selbst zu induciren, welche dann wieder mit entsprechender Intensität in demselben Sinne inducirend auf die ihr benachbarten concentrischen Schichten wirkt, so muß in der ganzen polar erregten Umgebung des inducirenden Molekels sich nach und nach von selbst ein solcher Gleichgewichtszustand in Bezug auf Empfang und Abgabe inducirender Kraft herstellen, wobei die von einer

bestimmten Schichte auf die ihr benachbarten concentrischen Schichten ausgeübte Induktion gerade so groß ist, wie die von ihr absorbirte inducirende Kraft der durch sie hin gegangenen cirkular polarisirten Wellensysteme; die Quantität der von dem ursprünglich polaren Molekel ausgehenden inducirenden Kraft bleibt daher bei ihrer Fortpflanzung unverändert und die Intensität derselben kann in keinem anderen Verhältnisse abnehmen als in dem verkehrten quadratischen der Distanz vom ursprünglich polaren Molekel. Da nun die Wirkung transversaler Wellen nur von der Intensität abhängt, womit sie ein Molekel treffen, nicht aber von dem Wege, den sie zurückgelegt haben, so kann man sich immerhin vorstellen, daß die an einer bestimmten Schichte anlangenden inducirenden Wellen sämmtlich von dem ursprünglich polaren Molekel ausgegangen und ungehindert fortgepflanzt worden seien.

Es wird nicht überflüssig sein, den eben beschriebenen Vorgang auch noch durch folgende Betrachtung zu erläutern:

Das Elektrogenium ist, wie wir angenommen haben, ein homogenes System von Molekeln, in welchem ein durch das Magnetogenium vermittelter ununterbrochener Austausch lebendiger Kräfte vor sich geht und in Bezug auf Empfang und Abgabe ein solcher Gleichgewichtszustand obwaltet, daß jedes Molekel in jedem Augenblicke eben so viel lebendige Kraft an das Medium abgibt als ihm durch dasselbe zugeführt wird. Fassen wir nun ein bestimmtes Molekel A ins Auge und beschreiben wir mit verschiedenen Halbmessern Kugelflächen um dasselbe, so ist klar, daß die in einem gewissen Momente von A ausgegangene und dem Magnetogenium mitgetheilte lebendige Kraft nach Verlauf einer bestimmten Zeit, wenn auch nach unzähligen Reflexionen, Absorptionen und Wiederausstrahlungen von Seite der zwischenliegenden Molekel, unvermindert durch jene Kugelflächen gegangen sein muß, da von der Qualität derselben nichts verloren geht, sondern jedes Molekel das wieder abgibt, was es absorbirt hat. Da nun aber das Molekel A in jedem Augenblicke eine gleich große Quantität lebendiger Kraft an das Medium abgibt, so muß, da die Summe der vorhandenen lebendigen Kräfte stets

gleichmäßig im Systeme vertheilt bleibt und nirgends eine Anhäufung derselben eintreten kann, die von A abgegebene Quantität fortwährend wieder durch die beschriebenen Kugelflächen abfließen; woraus sofort folgt, daß von der von dem Molekel A ausgehenden lebendigen Kraft durch jede der gedachten Kugelflächen in gleichen Zeiten gleiche Quantitäten hindurchgehen und somit die durch die Flächeneinheit gehende Quantität derselben im verkehrten quadratischen Verhältnisse der Distanz von A abnehmen muß. Weil nun die von einem polaren Molekel ausgeübte inducirende Kraft der lebendigen Kraft der von ihm ausgehenden cirkular polarisirten Wellen proportional ist, so muß dasselbe auch von ersterer gelten und demnach die inducirende Kraft ebenfalls dem Quadrate der Distanz vom inducirenden Molekel verkehrt proportional sein. Die Gleichung $F = \frac{ss'}{r^2}$ stellt also auch bei dieser Art der Wellenfortpflanzung das Gesetz der Abhängigkeit der inducirenden Kraft von der Distanz des inducirenden Molekels dar.

Die von einem im natürlichen Zustande befindlichen Molekel des Elektrogeniums ausgeübte Induktion ist Null, weil die von den entgegengesetzten Polaritäten desselben ausgehenden inducirenden Kräfte sich gegenseitig tilgen. Setzen wir aber den Fall, die gleichmäßige Anordnung beider Polaritäten eines Molekels A sei durch irgend eine Veranlassung aufgehoben und eine sehr geringe Trennung derselben in einer bestimmten Richtung eingetreten, so daß auf zwei gegenüberliegenden Seiten von A entgegengesetzte Polarität herrscht, so können die von demselben ausgehenden Kräfte nicht mehr nach jeder Richtung betrachtet sich wechselseitig tilgen und müssen demnach auf die umliegenden Molekel eine inducirende Wirkung äußern. Bezeichnen wir den Abstand des Mittelpunktes der positiv polaren Bestandtheile des Molekels A von dem der negativ polaren durch 2δ, so ist die Induktion, welche dasselbe auf ein in der Entfernung r befindliches Molekel B ausübt, wenn die Verbindungslinie der Mittelpunkte beider Molekel mit der Richtung der Distanz

2δ oder mit der magnetischen Axe von A den Winkel ψ einschließt,

$$= \frac{4\delta ss' \cos. \psi}{r^3}$$

Die von A ausgehende Induktion ist also Null in einer durch die Mitte desselben senkrecht auf die magnetische Axe gelegten Ebene und am stärksten in zwei zu beiden Seiten dieser Ebene in der magnetischen Axe liegenden Punkten, welche wir die magnetischen Pole des Molekels A nennen können.

Aehnliches nun, wie das eben bezüglich der Molekel des Elektrogeniums Gesagte, muß offenbar auch von den Molekeln des Wärmeäthers gelten, wenn man dieselben als Aggregate von Molekeln des Elektrogeniums betrachtet, so wie auch von den Molekeln der Körper, wenn man sie als Aggregate von Molekeln des Wärmeäthers, folglich als mittelbar aus Molekeln des Elektrogeniums zusammengesetzt denkt. Die drei allverbreiteten Medien, Magnetogenium, Elektrogenium und Wärmeäther stehen nämlich nach unserer Vorstellung in einem solchen Verhältnisse zu einander, daß zwischen den Molekeln des Wärmeäthers fortwährend ein ähnlicher Austausch lebendiger Kräfte vermittelst transversaler Schwingungen des Elektrogeniums vor sich geht, wie zwischen den Molekeln des Elektrogeniums durch die Wellenbewegung des Magnetogeniums und wie zwischen den Molekeln der Körper unter Vermittlung des Wärmeäthers, wobei zugleich sowohl zwischen den Molekeln der Körper als auch zwischen denen des Wärmeäthers, da wir uns dieselben aus den Molekeln des Elektrogeniums gebildet denken, eben so wie zwischen den letzteren ein wechselseitiger Austausch lebendiger Kräfte vermittelst der transversalen Schwingungen des Magnetogeniums stattfinden muß. Weil aber die im Magnetogenium erregte Wellenbewegung sich durch das Elektrogenium nach Art der im Innern der Körper geleiteten Wärme verbreitet, so kann man annehmen, daß die daraus entspringenden der lebendigen Kraft derselben einfach proportionalen und den aus dem Wärmezustande der Körper entspringenden analogen Molekularkräfte,

welche bezüglich der Molekel des Elektrogeniums von sehr großer Intensität sein mögen, für solche Distanzen, wie die der Molekel des Wärmeäthers und um so mehr noch für die der Körpermolekel schon als verschwindend zu betrachten seien, während die von einem beliebigen magnetisch polaren Molekel ausgehende, von Theilchen zu Theilchen sowohl im Elektrogenium als auch im Wärmeäther fortgepflanzte magnetische Induktion und folglich auch die damit verbundene polare Anziehung und Abstoßung sich mit einer im quadratischen Verhältnisse der wachsenden Entfernung abnehmenden Intensität nach allen Richtungen bis in die größten Distanzen verbreitet. In der Umgebung eines beliebigen magnetischen Molekels befinden sich demnach die Molekel des Elektrogeniums, des Wärmeäthers und der Körper im Zustande der magnetischen Induktion.

Aus dem Vorhergehenden ist nun auch klar, daß eine in irgend einem Punkte des Raumes eintretende Störung des magnetischen Gleichgewichtes nicht augenblicklich in jede beliebige Entfernung fortgepflanzt wird. Denken wir uns nämlich um jenen Punkt mit beliebigem Halbmesser eine Kugelfläche beschrieben, so wird eine gewisse und zwar verhältnißmäßig, d. h. in Betracht der eigentlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen des Magnetogeniums sehr lange Zeit erfordert werden, bis sich die ersten Spuren der allmählig fortschreitenden Induktion an den in jener Kugelfläche liegenden Molekeln bemerklich machen, und erst nach einer noch viel längeren Zeit wird innerhalb derselben das oben erwähnte Gleichgewicht in Bezug auf Empfang und Abgabe inducirender Kraft vollkommen hergestellt sein. Die zur Herbeiführung dieses Gleichgewichtes innerhalb einer gewissen Distanz nöthige Zeit, welche in verschiedenen Substanzen verschieden sein kann, setzen wir der Coërcitivkraft derselben proportional, welche hiernach der Wärmeleitungsfähigkeit der Körper analog ist. Aus dieser successiven Fortpflanzung der magnetischen Wirkung werden wir später einige jener Phänomene ableiten, zu deren Erklärung man sonst zur Annahme inducirter Molekularströme seine Zuflucht nimmt.

Es seien nun M und N zwei magnetische Körpertheilchen, s und s' die Intensitäten der von denselben ausgehenden Strahlen in der Entfernung 1; bezeichnen wir ferner den Abstand des Mittelpunktes der nordpolaren Bestandtheile von dem der südpolaren in dem Molekel M durch 2δ, in dem Molekel N durch $2\delta'$, die Distanz der Mittelpunkte von M und N durch r, und nehmen wir an, daß die genannten Punkte in einer geraden Linie liegen oder daß die magnetischen Axen beider Molekel zusammenfallen, so erhalten wir aus den oben entwickelten Gleichungen 21) und 22), die dem Vorhergehenden gemäß auch hier Anwendung finden, für die von den betrachteten Molekeln wechselweise ausgeübte Kraft p den Ausdruck:

$$24) \qquad p = \pm \frac{ss'}{4}\left[\frac{1}{(r-\delta-\delta')^2} - \frac{1}{(r-\delta+\delta')^2} - \frac{1}{(r+\delta-\delta')^2} + \frac{1}{(r+\delta+\delta')^2}\right].$$

oder nach gehöriger Reduktion

$$p = \pm \frac{6ss'\delta\delta'}{r^4}$$

wo das obere oder das untere Zeichen zu nehmen ist, je nachdem die ungleichnamigen oder die gleichnamigen Polaritäten einander zugekehrt sind.

Stellen wir uns nun einen linearen Magnet vor, dessen Länge 2l sei, in welchem jedes Molekel sich in derselben polaren Erregung befindet, wie das Molekel M, und bezeichnen wir durch $p_{,}$ die Aktion desselben auf das Molekel N, wenn ihre magnetischen Axen zusammenfallen, so haben wir aus der vorhergehenden Gleichung

$$p_{,} = \pm 2ss'\delta\delta'\left[\frac{1}{(r-l)^3} - \frac{1}{(r+l)^3}\right],$$

wo r den Abstand des Molekels N von der Mitte des linearen Magneten bedeutet.

Ist endlich P die Wirkung dieses Magneten auf einen andern linearen Magnet von der Länge 2l', in welchem die polare Erregung jedes Molekels der von N gleich ist, so hat man, wenn die Axen beider Magneten zusammenfallen und r die Distanz ihrer Mittelpunkte bedeutet:

$$25)\qquad P = \pm ss'\delta\delta' \left[\frac{1}{(r - l - l')^2} - \frac{1}{(r - l + l')^2} - \frac{1}{(r + l - l')^2} + \frac{1}{(r + l + l')^2}\right].$$

Vergleicht man diese Gleichung mit 24), so sieht man, daß zwei Magnete von der Beschaffenheit der in Rede stehenden gerade so auf einander wirken, als wenn der ganze Magnetismus derselben in ihren Endpunkten vereinigt wäre, und daß man die Sache so betrachten kann, als wenn bloß von diesen Punkten allein und zwar von jedem derselben nur einerlei cirkulare Schwingungen ausgesendet würden, deren Amplituden jedoch alsdann beziehungsweise den Größen $\sqrt{s\delta}$ und $\sqrt{s'\delta'}$ proportional zu setzen sind.

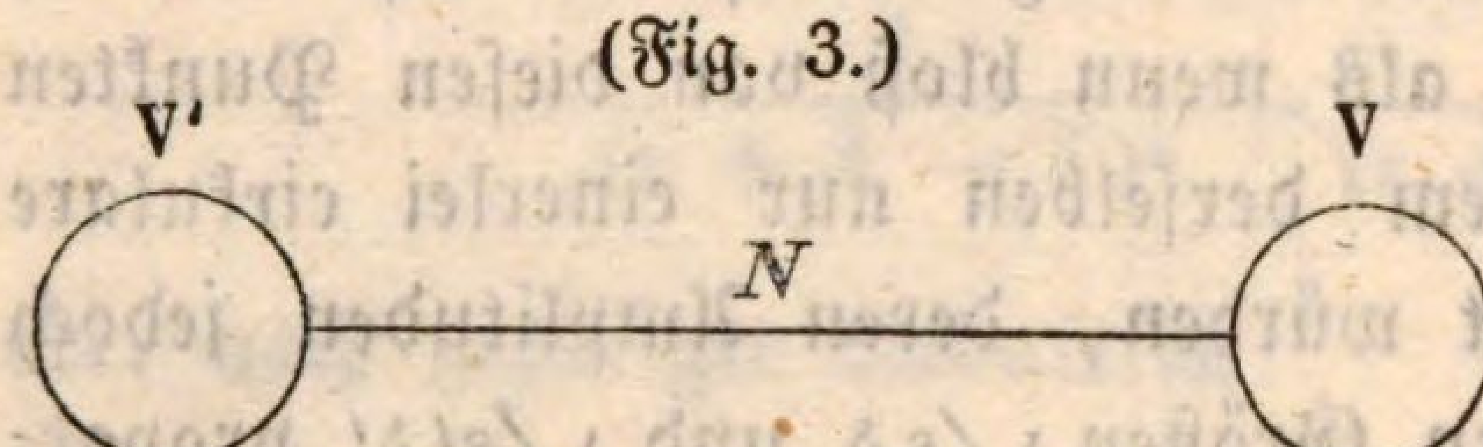
Die Molekel des Elektrogeniums und des Wärmeäthers befinden sich, wie wir bereits bemerkt haben, in der Nähe eines Magnetpoles im Zustande der magnetischen Induktion, oder bilden um denselben eine magnetische Atmosphäre. Hieraus folgt, daß das Verhalten verschiedener Substanzen in der Nähe eines Magnetpols selbst im Vacuum verschieden sein kann, je nachdem deren magnetische Erregbarkeit größer oder kleiner als die der genannten Medien, oder derselben gleich ist.

Wird nämlich ein Raumtheil V eines Körpers durch einen benachbarten Magnetpol in gleicher Stärke inducirt wie ein gleicher Raumtheil des Vacuums, oder ist die magnetische Erregbarkeit des betreffenden Körpers jener des letzteren gleich, so bleibt derselbe in jeder beliebigen Entfernung vom Magnetpole bezüglich der magnetischen Kräfte im Gleichgewichte, obwohl in der That, wenn man sich die inducirte Umgebung wegdenkt, an der dem inducirenden Pole zugekehrten Seite desselben die mit diesem ungleichnamige Polarität herrscht.

Ist aber die magnetische Erregbarkeit eines Körpers größer als die seiner Umgebung, so muß er einem benachbarten Magnetpole einen wahrnehmbaren ungleichnamigen Pol zuwenden, folglich von demselben und zwar desto stärker angezogen werden, je mehr seine magnetische Erregbarkeit die des umgebenden Mediums übertrifft.

Ein Körper endlich, welcher von einem Magnetpole in geringerem Grade als das umgebende Medium inducirt wird, erleidet von demselben auch eine schwächere Anziehung als dieses und wird scheinbar abgestoßen, obwohl er, wenn man sich die inducirte Umgebung wegdenkt, dem inducirenden Pole einen ungleichnamigen Pol zukehrt. Ein solcher Körper erscheint demnach als diamagnetisch.

(Fig. 3.)



Um die Gegenseitigkeit dieser Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen zu zeigen, seien V und V' zwei gleiche kugelförmige Räume, deren Mittelpunkte in einer geraden Linie mit dem Magnetpole N und in gleicher Entfernung von diesem liegen, von denen wir uns aber den Raum V mit körperlicher Substanz erfüllt und den Raum V' sowie die ganze übrige Umgebung von N als Vacuum denken, in welchem also jedenfalls noch Elektrogenium und Wärmeäther vorhanden ist. Wird nun die ursprünglich nicht magnetische Substanz in V stärker als V' inducirt, so wird N von dem ersteren mehr als von letzterem angezogen, mithin gegen V hin getrieben; ist die Induktion von V der von V' gleich, so bleibt N in Ruhe; ist aber die magnetische Erregung von V geringer als die von V', so wird N gegen dieses hin, folglich von V weggezogen und von diesem gleichsam abgestoßen.

Ob eine Substanz in der Nähe eines Magnetpols als magnetisch, unmagnetisch oder diamagnetisch erscheine, hängt somit von dem magnetischen Zustande ihrer Umgebung ab. Jeder Körper, welcher sich unter der Einwirkung eines Magnetpols im Vacuum unmagnetisch zeigt, ist in der That magnetisch, und eine Erregbarkeit ist der des umgebenden Mediums gleich.

Um nun auch jene magnetischen Erscheinungen zu betrachten, welche aus der Coërcitivkraft der Körper hervorgehen, und hierbei den einfachsten Fall ins Auge zu fassen, sei V (Fig. 3.) ein Raumtheil einer Substanz, welche mit einem beliebigen dieselbe umgebenden Medium gleiche magnetische Erregbarkeit hat, und nehmen wir an, daß das Gleichgewicht in Bezug auf Empfang und Abgabe inducirender Kraft in der Umgebung des Pols N bereits hergestellt sei, wobei also V dem Vorhergehenden zufolge als unmagnetisch erscheint. Bringen wir nun jene Substanz aus dem Raume V plötzlich in eine größere Nähe zu dem inducirenden Pole, so befindet sie sich augenblicklich in einer Umgebung von größerer magnetischen Intensität und wird daher wie eine diamagnetische Substanz abgestoßen, bis sie sich mit der Umgebung ins Gleichgewicht setzt; entfernt man hingegen dieselbe Substanz von dem inducirenden Pole, so kommt sie in eine Umgebung von geringerer magnetischen Erregung und wird demnach wie ein Magnet angezogen, bis sie wieder mit der Umgebung ins Gleichgewicht tritt. Man sieht hieraus, daß eine solche Substanz in der Nähe eines Magnetpols eine gewisse Trägheit oder ein Bestreben zeigen muß, in einer schon länger eingenommenen Position zu verharren.

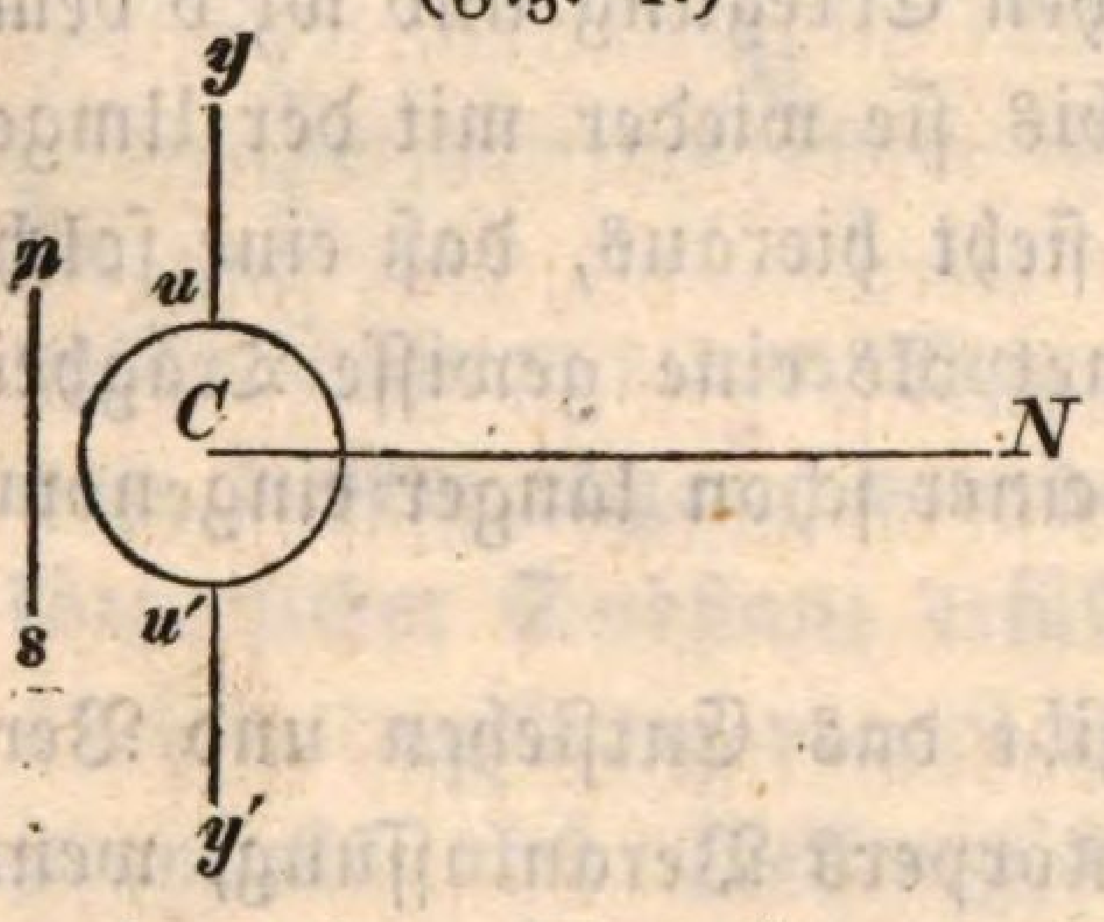
Zu ähnlichen Erscheinungen gibt das Entstehen und Verschwinden des Magnetismus eines Körpers Veranlassung, wenn in dessen Umgebung sich Substanzen von verschiedener Coërcitivkraft befinden. Setzen wir nämlich den Fall, daß die Stärke des Magnetismus von N (Fig 3) im Wachsen sei, so wird, wenn die Substanz in V eine größere Coërcitivkraft besitzt, als das umgebende Medium, letzteres schneller inducirt als erstere; diese befindet sich daher, so lange die Intensität des Pols N zunimmt, in einer stärker magnetischen Umgebung und wird wie eine diamagnetische Substanz von N abgestoßen. Ist aber die magnetische Intensität von N im Abnehmen, so verliert das Medium seine magnetische Erregung schneller als die Substanz in V; diese ist dann in einem Medium von schwächerem Magnetismus und wird daher wie eine magnetische Substanz angezogen.

Wir können daher sagen: Eine scheinbar unmagnetische Substanz wird von einem an Intensität wachsenden oder sich nähernden Magnetpol abgestoßen, von einem an Intensität abnehmenden oder sich entfernenden Pol aber angezogen; und umgekehrt: Ein ruhender Körper stößt einen entstehenden oder sich nähernden Pol ab, und zieht einen verschwindenden oder sich entfernenden Pol an.

Mit Hilfe dieser Sätze ist es leicht, die Einwirkung einer rotirenden Scheibe von scheinbar unmagnetischer Substanz auf einen über ihr schwebenden beweglichen Magnet, so wie den retardirenden Einfluß ruhender Körper auf bewegte Magnete zu erklären.

Um nun zu einer andern unter gewissen Umständen hervortretenden Wirkung des Magnetismus überzugehen, welche zugleich die Grundlage der elektromagnetischen Erscheinungen abgibt, sei N der Nordpol eines Magneten, C der Mittelpunkt eines beliebigen materiellen Theilchens, n und s zwei diesem sehr nahe liegende, von C und N gleich weit abstehende ungleichnamige und gleich starke Magnetpole, welche mit dem Pole N in geraden durch die Punkte u und u′ der Oberfläche des Theilchens C gehenden Linien liegen, so zwar, daß eine direkte Wellenfortpflanzung weder von s nach u, noch von n nach u′ stattfinden kann, und bestimmen wir die Aktion, welche das Theilchen C unter der gleichzeitigen Einwirkung der zwei gleichnamigen Pole N und n und des ungleichnamigen Pols s erleidet. Man kann, wie wir oben gesehen haben, stets annehmen, daß von jedem Magnetpole nur einerlei circulare Schwingungen ausgehen, deren Amplitude der Quadratwurzel aus der Intensität desselben proportional zu setzen ist; dieß vorausgesetzt, bezeichne γ^2 die lebendige Kraft und α die Amplitude in den von n und s ausgehenden circular polarisirten Strahlen in der Entfernung 1, und es habe g^2 und a die ähnliche Bedeutung bezüglich des Pols N.

(Fig. 4.)



Setzen wir ferner $Nu = Nu' = r$; $nu = su' = \rho$, wobei wir ρ als sehr klein gegen r betrachten, so müssen die bei u befindlichen Theilchen des Magnetogeniums, deren durch die von N und n ausgehenden Vibrationen herbeigeführten Bewegungszustand wir zunächst ins Auge fassen, indem sie durch diese angeregt werden, um ihre Gleichgewichtslagen gleichzeitig Kreisbahnen mit den Amplituden $\frac{a}{r}$ und $\frac{\alpha}{\rho}$ in einer durch u senkrecht gegen CN gelegten Ebene und zwar im entgegengesetzten Sinne zu beschreiben, in elliptischen Bahnen mit den Axen $b = \frac{a}{r} + \frac{\alpha}{\rho}$ und $b_{,} = \frac{a}{r} - \frac{\alpha}{\rho}$ umlaufen, wobei im Allgemeinen die Axe b der Oscillationsellipse mit einer durch u parallel zu ns gezogenen Linie einen Winkel ψ einschließt. Dagegen sollen die bei u' befindlichen Theilchen des Mediums den von N und s ausgehenden Anregungen zu Folge gleichzeitig in Kreisen mit den Amplituden $\frac{a}{r}$ und $\frac{\alpha}{\rho}$ nach einerlei Richtung schwingen, woraus wieder eine Kreisbahn mit dem Halbmesser $\beta = \sqrt{\left(\frac{a^2}{r^2} + \frac{2a\alpha\cos\varphi}{r\rho} + \frac{\alpha^2}{\rho^2}\right)}$ hervorgeht, wo φ den Phasenunterschied der Componenten bedeutet. Weil nun die in Folge von Vibrationsbewegungen eintretende Verdünnung eines Mediums an irgend einer Stelle zugleich von der Beschaffenheit der Bahnen der daselbst schwingenden Theilchen abhängt, so ist dieselbe bei u und u' von ungleicher Stärke, und hiervon eine Bewegungsanregung des Theilchens C in der zu ns parallelen Richtung yuu'y' die nothwendige Folge.

Hier müssen wir uns nun der oben entwickelten Gleichungen 14) und 15) erinnern, wodurch die Kräfte bestimmt werden, welche eine elliptisch polarisirte Welle auf ein Körpertheilchen, das sie auf ihrem Wege trifft, in den Richtungen der Axen der Oscillationsellipse ausübt. Wir fanden nämlich für diese Kräfte, welche durch die gleichen, nach entgegengesetzten Richtungen wirkenden Kräfte aufgehoben werden, die Ausdrücke

$$\frac{Y'}{T} = (m^2 + n^2)\, i^2 + n^2 i^2{,} + (\mu^2 + \nu^2)\, b^4 - \nu^2 b{,}^4$$

$$\frac{Z'}{T} = m^2 + n^2)\, i^2{,} + n^2 i^2 + (\mu^2 + \nu^2)\, b^4{,} - \nu^2 b^4$$

wenn i^2 und $i{,}^2$ die Intensitäten der durch Zerlegung der Schwingungen nach den Achsen b und b, der Oscillationsellipse erhaltenen geradlinig polarisirten Wellen-Componenten, und m, n, μ, ν konstante Größen bedeuten, woraus sofort folgt, daß in der Ebene der Oscillationen in der mit der Axe b den Winkel ψ einschließenden Richtung, folglich auch in der entgegengesetzten, die Kraft

$$\frac{Y'}{T} \cos.\, \psi + \frac{Z'}{T} \sin.\, \psi$$

wirkt.

Um dieses auf den vorliegenden Fall anzuwenden, wo wegen der Verschiedenheit des Vibrationszustandes an zwei entgegengesetzten Seiten des Theilchens C keine gegenseitige Aufhebung der daselbst wirkenden Kräfte stattfindet, und zunächst die Kraft R zu bestimmen, welche in Folge der elliptischen Schwingungsbewegung des Mediums bei u auf das Theilchen C in der Richtung uy ausgeübt wird, haben wir mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit des Winkels ψ, da dieser aller zwischen o und $\frac{\pi}{2}$ liegenden Werthe fähig ist,

$$R = \frac{2}{\pi T}\left(Y' \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos.\, \psi d\psi + Z' \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin.\, \psi d\psi\right);$$

folglich

$$R = \frac{2\,(Y' + Z')}{\pi T};$$

oder wenn man statt Y' und Z' die entsprechenden Ausdrücke setzt,

$$26)\qquad R = \frac{2}{\pi}\left[(m^2 + 2n^2)(i^2 + i{,}^2) + \mu^2 (b^4 + b{,}^4)\right]$$

Es ist aber für den betrachteten Fall

$$i^2 + i,^2 = \frac{g^2}{r^2} + \frac{\gamma^2}{\rho^2} \text{ und } b^4 + b,^4 = 2\left(\frac{a^4}{r^4} + \frac{6a^2\alpha^2}{r^2\rho^2} + \frac{\alpha^4}{\rho^4}\right);$$

mithin

$$R = \frac{2}{\pi}\left[\left(m^2 + 2n^2\right)\left(\frac{g^2}{r^2} + \frac{\gamma^2}{\rho^2}\right) + 2\mu^2\left(\frac{a^4}{r^4} + \frac{6a^2\alpha^2}{r^2\rho^2} + \frac{\alpha^4}{\rho^4}\right)\right]$$

Um nun auch die Kraft abzuleiten, welche auf das Theilchen C in Folge der Verdünnung des Mediums bei u′ in der Richtung uy′ wirkt, bezeichnen wir den Werth von R im Falle kreisförmiger Bahnen der schwingenden Theilchen, wobei Y′ = Z′ wird, durch R′ so haben wir

$$R' = \frac{4Y'}{\pi T} = \frac{4Z'}{\pi T};$$

mithin, da zufolge der für diesen Fall aufgestellten Gleichung 17)

$$\frac{Y'}{T} = \frac{Z'}{T} = \frac{(m^2 + 2n^2)\,J^2}{2} + \mu^2\beta^4$$

ist, wenn nämlich J^2 die lebendige Kraft der Schwingungsbewegung und β den Halbmesser der Schwingungsbahn bedeutet,

$$27)\qquad R' = \frac{2}{\pi}\left[(m^2 + 2n^2)\,J^2 + 2\mu^2\beta^4\right]$$

Dem Vorausgeschickten gemäß ist aber für den bei u′ stattfindenden Bewegungszustand des Mediums

$$J^2 = \frac{g^2}{r^2} + \frac{2g\gamma\cos.\varphi}{r\rho} + \frac{\gamma^2}{\rho^2} \text{ und } \beta^4 = \left(\frac{a^2}{r^2} + \frac{2a\alpha\cos\varphi}{r\rho} + \frac{\alpha^2}{\rho^2}\right)^2;$$

folglich, da der Phasenunterschied φ veränderlich und aller Werthe von o bis 2π fähig ist,

$$R' = \frac{2}{\pi}\left[\left(m^2 + 2n^2\right)\left(\frac{g^2}{r^2} + \frac{\gamma^4}{\rho^2}\right) + \right.$$
$$\left. + 2\mu^2\left(\frac{a^4}{r^4} + \frac{4a^2\alpha^2}{r^2\rho^2} + \frac{\alpha^4}{\rho^4}\right)\right]$$

Die Resultirende der beiden nach entgegengesetzten Richtungen ziehenden Kräfte R und R′ ist demnach

$$28) \qquad R - R' = \frac{8\mu^2 a^2 \alpha^2}{\pi r^2 \rho^2},$$

welche auf das Theilchen C in der Richtung uy der überwiegenden Kraft R wirkt.

Es tritt also unter den angegebenen Umständen eine auf das Theilchen C bezüglich d r Linie CN lateral wirkende Kraft auf, deren Intensität dem Produkte aus der Intensität der Pole n und s in die des Pols N direkt und dem Quadrate der Distanz des letzteren verkehrt proportional ist.

Uebrigens ist klar, daß die gefundene Bewegungsrichtung des Theilchens C sich in die entgegengesetzte verwandelt, wenn man entweder den magnetischen Nordpol N (Fig. 4) durch einen Südpol ersetzt, oder die beiden Pole n und s mit einander vertauscht. Das allgemeine, für jeden besondern hieher gehörigen Fall giltige Gesetz ist nämlich, daß die Bewegung eines auf die angegebene Weise der Einwirkung dreier nicht gleichnamigen Pole ausgesetzten materiellen Theilchens immer gegen die Verbindungslinie der gleichnamigen Pole hin erfolgt. Auch kann man sich leicht überzeugen, daß es auf diese laterale Wirkung keinen Einfluß hat, wenn das betrachtete Theilchen C selbst magnetisch ist.

Sind demnach n und s (Fig. 5) Nord- und Südpol eines

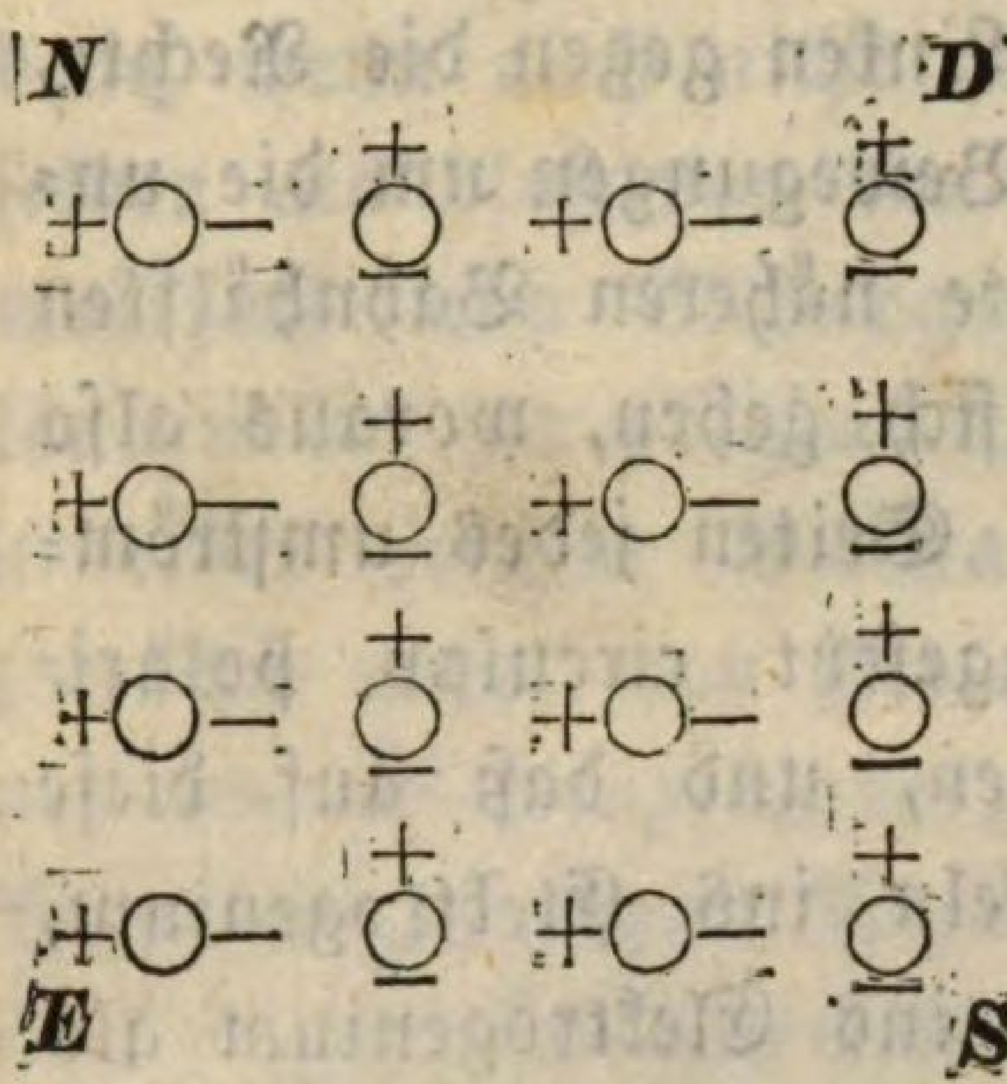
(Fig. 5.)



sehr kleinen Magneten, etwa eines magnetischen Körpertheilchens, so werden die in dessen Nähe befindlichen materiellen Theilchen a und a′ zwischen dem Nordpol N und dem Südpol S eines anderen Magneten angeregt, sich nach den in der Fig. 5 dur h Pfeile angedeuteten Richtungen zu bewegen, und es entsteht, wenn der Magnet ns allenthalben von solchen Theilchen umgeben ist, eine Strömung um denselben, welche von N oder S aus betrachtet, von der Linken gegen die Rechte geht. Werden sowohl N und S, als auch n und s unter einan-

der vertauscht, so bleibt die Richtung der Strömung unverändert; durch die Vertauschung bloß zweier Pole aber geht dieselbe in die entgegengesetzte über.

(Fig. 6.)



Stellt nun NDSE in Fig. 6 ein System magnetischer Körpertheilchen vor, wo die Nordpole mit +, die Südpole mit — bezeichnet sind, und demnach eine solche Anordnung der magnetischen Polarität nach zwei auf einander senkrechten Richtungen, nämlich parallel zu NS und senkrecht auf diese Linie, stattfindet, daß die magnetischen Axen je zweier in diesen Richtungen auf einander folgenden Theilchen einen rechten Winkel bilden, und zwar in der einen Richtung die gleichnamigen, in der andern die ungleichnamigen Pole gegen den Scheitel des Winkels hin gerichtet sind, so werden die innerhalb dieses Systems vorhandenen Molekel des Elektrogeniums und des Wärmeäthers, deren magnetische Polaritäten übrigens hierbei nothwendiger Weise gleichfalls an dieser Anordnung theilnehmen, dem zuvor abgeleiteten Gesetze gemäß, wie man sich durch die Betrachtung der Fig. 6 leicht überzeugen kann, genöthigt, sich um diejenigen magnetischen Theilchen, deren magnetische Axen der Richtung NE parallel sind, nach einer bestimmten Richtung, nämlich in der Richtung der Aufeinanderfolge der Buchstaben NESD, herumzubewegen, so daß also jedes Wärmeäther-Molekel, dessen magnetische Axe die erwähnte Lage hat, von Molekeln des Elektrogeniums, und jedes Körpermolekel von derselben magnetischen Axenrichtung zugleich von Molekeln des Wärmeäthers und des Elektrogeniums, und zwar aus dessen Mittelpunkt betrachtet, von der Rechten gegen die Linke umströmt wird. Die Bewegungen sind am schnellsten und die Bahnamplituden am größten in der Ebene NDS selbst, in welcher die magnetischen Pole der Molekel liegen; außerhalb dieser Ebene, nämlich um die zu beiden Seiten derselben liegenden Hälften der von ihr durchschnittenen Molekel, nehmen die Amplituden der Strömungen ab, so daß

die Bahnen aller ein Molekel umkreisenden Theilchen eine Art Kegelfläche darstellen, die ihre Basis in der Ebene NDS hat. Denkt man nun sich selbst in die horizontale Ebene NDS gelegt, so sieht man zuerst nach oben gewendet, daß die Bewegungen um die auf dieser Seite liegenden Molekelhälften in den dem Gesichte näheren Bahnhälften von der Linken gegen die Rechte, dann abwärts gewendet aber, daß die Bewegungen um die unteren Molekelhälften in den dem Gesichte näheren Bahnhälften von der Rechten gegen die Linke vor sich gehen, woraus also folgt, daß an den gegenüberliegenden Seiten jedes umströmten magnetischen Molekels entgegengesetzt circular polarisirte Bewegungen ihren Ursprung haben, und daß auf diese Weise von den Wärmeäther-Molekeln ins Elektrogenium, von den Körpermolekeln aber sowohl ins Elektrogenium als in den Wärmeäther nach entgegengesetzten Richtungen entgegengesetzt cirkular polarisirte Wellen übergehen.

Wir haben also nun in dem betrachteten Systeme nebst der magnetischen noch zwei andere Arten von Polarität: eine, welche auf cirkularen Schwingungen des Elektrogeniums, und eine andere, welche auf ähnlichen Vibrationen des Wärmeäthers beruht. Die erste nennen wir die elektrische, wodurch der Name des Elektrogeniums als gerechtfertigt erscheint, die andere die thermische oder optische. Jedes umströmte Wärmeäther-Molekel in jenem Systeme ist also auf zwei entgegengesetzten Seiten ungleichnamig elektrisch, und zwar steht die elektrische Axe auf der magnetischen senkrecht; jedes umströmte Körpermolekel ist aber nicht bloß auf dieselbe Weise elektrisch, sondern sendet überdies nach entgegengesetzten Richtungen entgegengesetzt cirkular polarisirte Wärmestrahlen aus. Der elektrische Zustand eines Körpers stellt sich hiernach als die nothwendige Folge einer gewissen Anordnung der magnetischen Polarität, folglich als eine Wirkung des Magnetismus dar.

Was die optische Polarität betrifft, so ist sie wieder eine doppelte; sie kann nämlich unmittelbar, wie in dem betrachteten Falle, aus der magnetischen Polarität, aber auch aus der elektrischen auf gleiche Weise, wie diese aus der magnetischen,

mithin mittelbar aus letzterer hervorgehen. Die optischen Polaraxen stehen für diese beiden Fälle, wie die elektrische und magnetische, auf einander senkrecht. Sind die Molekel irgend eines in der Nähe eines Magnetpols befindlichen Körpers an und für sich unmagnetisch und ist somit der wirklich vorhandene, wenn auch nicht wahrnehmbare magnetische Zustand desselben als bloß von den Molekeln des darin enthaltenen Wärmeäthers und Elektrogeniums herrührend zu betrachten, so können bei der obigen Anordnung der magnetischen Polarität in einer solchen Substanz die unmagnetischen Körpermolekel zunächst weder von Molekeln des Wärmeäthers, noch von denen des Elektrogeniums, sondern nur die auf die angegebene Weise magnetischen Molekel des Wärmeäthets von Molekeln des Elektrogeniums umkreist, mithin elektrisch werden, sofort aber auch die Körpermolekel durch Induktion elektrisiren, welche alsdann wirklich, aber in Folge ihres elektrischen Zustandes von Molekeln des Wärmeäthers umströmt werden können. Da nun die meisten Substanzen nur sehr schwach magnetisch sind, so wird die aus dem elektrischen Zustande derselben hervorgehende Cirkularpolarisation der Wärme und des Lichtes die leichter nachweisbare sein.

Das durch Fig. 6 dargestellte System magnetischer Theilchen ist also zuvörderst selbst ein Magnet, welcher durch eine senkrecht auf dessen magnetischer Axe NS durch DE gelegte Ebene in zwei ungleichnamig magnetische Hälften getheilt wird, und wo parallel zur Richtung NS magnetische Anziehung, senkrecht dagegen aber magnetische Abstoßung vorherrscht; eben dadurch ist sodann dasselbe auch auf zwei entgegengesetzte Seiten, nämlich ober- und unterhalb der Ebene NDS, ungleichnamig elektrisch.

Stellen wir uns nun ein rechtwinkeliges Parallelepiped von solcher Beschaffenheit vor, daß in jedem senkrecht auf dessen geometrische Axe geführten Schritte die Anordnung der magnetischen Polarität durch Fig. 6 dargestellt wird, so haben wir einen Magnet mit zwei gegenüberliegenden, ihrer ganzen Länge nach ungleichnamig magnetischen und zwei unmagnetischen Kanten, mithin einen Transversalmagnet; zugleich zeigt jede auf dessen geome-

trische Axe normale Schichte desselben zwei ungleichnamig elektrische Flächen, folglich das ganze Parallelepiped an seinen beiden Endflächen ungleichnamig elektrische Pole. Normal gegen die Ebene der magnetischen Kanten herrscht magnetische Abstoßung, normal gegen die Ebene der unmagnetischen Kanten magnetische Anziehung, parallel zu den Kanten elekrische Anziehung und magnetische Abstoßung.

Wir wollen uns endlich auch einen cylindrischen Körper, z. B. einen Metalldraht, in solchem magnetischen Zustande denken, daß in allen vom Mittelpunkte eines beliebigen Querschnittes desselben auslaufenden Radien die magnetische Polarität wie in Fig. 6 in den zu DE parallelen Richtungen, in allen auf die Radien in der Ebene des Querschnittes senkrechten Linien ringsherum wie in Fig. 6 in den zu NS parallelen Richtungen angeordnet ist, wobei wir den Mittelpunkt eines dieser Querschnitte in der über E hinaus verlängerten Linie DE annehmen. Man erhält ein Bild dieser Anordnung dadurch, daß man die in Fig. 6 der Linie DE gleichlaufenden Richtungen gegen einen bestimmten Punkt hin konvergirend und das ganze System um diesen Punkt herumgedreht denkt. Dies vorausgesetzt, herrscht in der Richtung eines Radius, da sich hier entgegengesetzte Wirkungen gegenseitig aufheben, keine magnetische Polarität vor; legt man aber durch die Drahtaxe eine Ebene, so hat jede auf diesem Längsschnitte des Drahtes senkrechte Linie, von der Axe aus betrachtet, links und rechts ungleichnamig magnetische Pole, und zwar in der Fig. 6, wenn man die Ebene NDS horizontal, sich selbst aber in der Drahtaxe aufrechtstehend denkt, links Nordpol, rechts Südpol; überdies hat jedes Stück des Drahtes, folglich auch der ganze Draht, an dem einen Ende einen positiv, an dem andern einen negativ elektrischen Pol. Dieser Draht ist somit offenbar in dem Zustande eines, die Pole einer Volta'schen Säule verbindenden, von Elektrizität durchströmten Leiters. In der Fig. 6 muß der Erfahrung gemäß der positive Pol unterhalb der Ebene NDS, der negative oberhalb liegen, also der Strom aufwärts gehen. Sieht man nun von dem negativen Pole nach der Richtung des Stromes hin, so bewegen sich die Theilchen des Elektrogeniums in ihren

geniums in ihren oberen Bahnhälften sämmtlich von der Rechten gegen die Linke, woraus folgt, daß links cirkular polarisirte Wellen des Elektrogeniums der negativen, rechts cirkular der positiven Elektricität angehören, daß also ein Körpertheilchen positiv oder negativ elektrisch wirkt, je nachdem von demselben rechts oder links cirkulare Schwingungen in's Elektrogenium ausgehen.

Die Fig. 6 stellt zugleich die Anordnung der elektrischen Polarität um die Axe des Leitungsdrahtes dar, wenn man die Zeichen + und — positive und negative Elektricität bedeuten läßt und sich vorstellt, daß die über E hinaus verlängerte Linie DE die für diesen Fall zu NS parallel zu denkende Axe des Drahtes treffe, um welche man dann die Ebene NDS in Gedanken herumdreht. In der Richtung des Stromes herrscht demnach elektrische Anziehung, senkrecht auf den Strom elektrische Abstoßung, während dem Vorhergehenden zufolge in diesen Richtungen zugleich magnetische Abstoßung stattfindet.

Es ist übrigens aus den früher aufgestellten Grundsätzen klar, daß von jedem magnetischen und elektrischen Pole jedes polar erregten Theilchens des Stromleiters eine im quadratischen Verhältnisse der wachsenden Entfernung abnehmende magnetische und elektrische Induktion ausgeht, wodurch das denselben umgebende Elektrogenium in den magnetischen, der Wärmeäther aber zugleich in den magnetischen und elektrischen Zustand versetzt und somit um den Stromleiter eine magnetische und elektrische Atmosphäre gebildet wird, in welcher bei einer der innerhalb des Leiters stattfindenden ähnlichen Anordnung der Polaritäten die Intensität derselben an einem bestimmten Punkte von den Distanzen sämmtlicher Stromtheilchen abhängt und sich nach dem eben erwähnten Induktionsgesetze bestimmen läßt. In der so gebildeten Atmosphäre wird demnach jedes Molekel einer des Magnetismus fähigen Substanz magnetisch mit einer gegen die durch dasselbe und die Stromrichtung gelegte Ebene senkrechten magnetischen Axe; zugleich wird darin jeder Leiter parallel zur Stromrichtung elektrisch, gerade, als wenn die positive Elektricität nach der Richtung des Stromes und die negative nach der entgegengesetzten Richtung fortgedrängt würde.

Von der Oberfläche gegen das Innere eines Stromleiters muß die Intensität sowohl des Magnetismus als der Elektricität abnehmen und in der Axe selbst Null sein, da hier gleiche aber entgegengesetzt wirkende Kräfte sich gegenseitig tilgen.

Damit ein elektrischer Strom in einem Leiter vorhanden sei, ist es, wie man aus der Fig. 6 ersehen kann, nicht gerade nothwendig, daß die verlängerten magnetischen Axen je zweier in den zu NS und DE parallelen Richtungen auf einander folgenden Theilchen einen rechten Winkel bilden, sondern ein wenngleich schwacher von unten nach oben gehender Strom entsteht schon, wenn auch nur eine geringe Störung des magnetischen Gleichgewichtes in dem durch Fig. 6 dargestellten Sinne eintritt, so daß in der Richtung NS überwiegend ungleichnamige, in der darauf senkrechten Richtung überwiegend gleichnamige Pole einander zugekehrt sind; bei der in Fig. 6 stattfindenden Anordnung hat aber der Strom die größte in dem betreffenden Leiter mögliche Intensität.

Um nun auf die thermische Polarität zurückzukommen, so erhellt aus der Fig. 6, wenn wieder die Zeichen + und — positive und negative Elektricität bedeuten und die Drahtaxe in der Ebene NDS der Richtung NS parallel gedacht wird, daß die Molekel des Wärmeäthers sich um jene Drahttheilchen, deren elektrische Axen der Linie NE parallel sind, in durch die Stromrichtung gehenden Ebenen herumbewegen und zwar so, daß sie sämmtlich ihre der Drahtaxe näheren Bahnhälften in der Richtung des Stromes durchlaufen. Ist also der elektrische Strom von Nord nach Süd gerichtet, so gehen von einer vertikal durch denselben gelegten Ebene oberhalb der Axe des Drahtes gegen Ost links cirkulare, gegen West rechts cirkulare Schwingungen in den Wärmeäther über, während unterhalb der Axe das Umgekehrte stattfindet; und dies geschieht nicht bloß im Innern des Stromleiters allein, sondern wegen der in seiner elektrischen Atmosphäre herrschenden ähnlich angeordneten elektrischen Spannung auch außerhalb desselben, vorausgesetzt nämlich, daß er sich nicht im Vacuum befinde; denn in diesem Falle gäbe es außer-

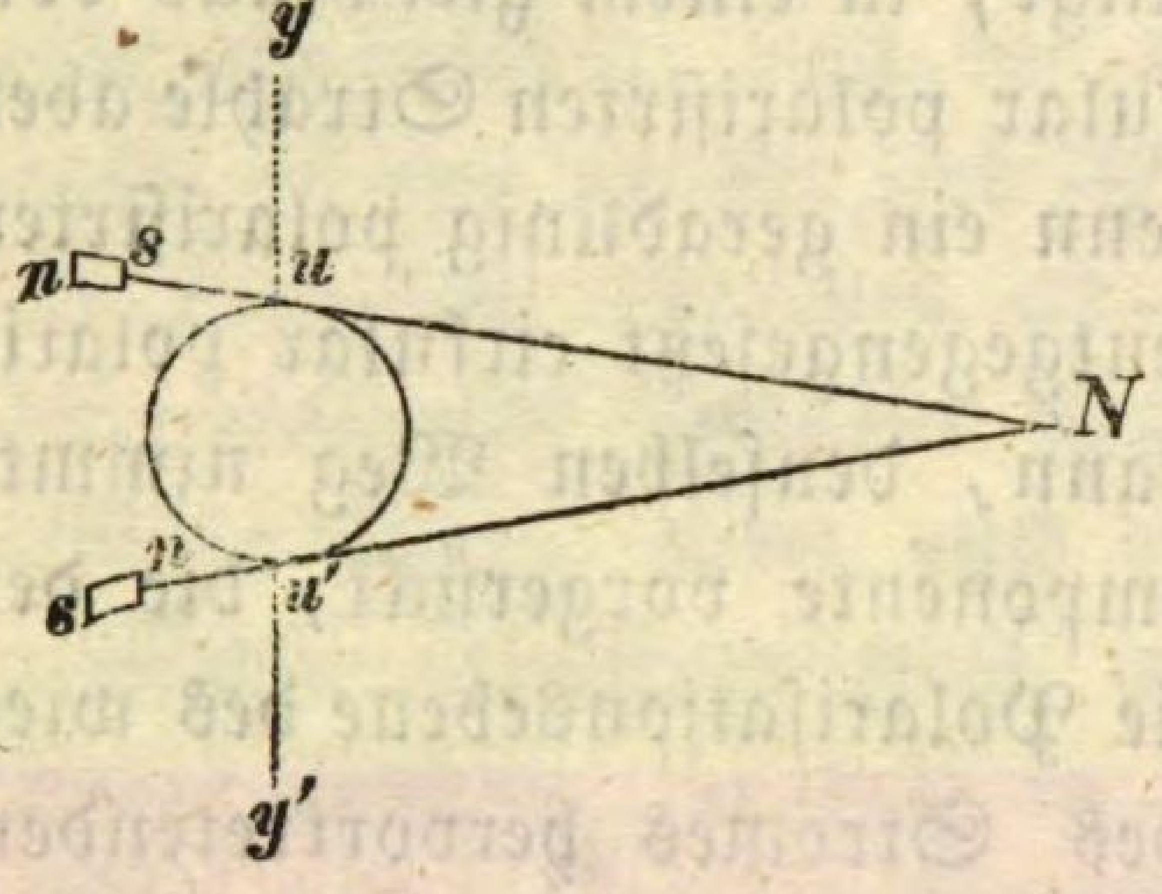
halb des Leiters keine von Aethertheilchen umströmten Körpermolekel, mithin auch keine Cirkularpolarisation der Wärme. Geht nun oberhalb des von Nord nach Süd gerichteten Stromes von Ost nach West ein rechts cirkular polarisirter Lichtstrahl vorbei, worin die Aethertheilchen ihre oberen Bahnhälften von Süd nach Nord durchlaufen, so wird die Bewegung derselben durch die Wirkung des Stromes beschleunigt, in einem gleichfalls von Ost kommenden entgegengesetzt cirkular polarisirten Strahle aber verzögert; woraus folgt, daß, wenn ein geradlinig polarisirter Lichtstrahl, den man sich aus zwei entgegengesetzt cirkular polarisirten Strahlen bestehend denken kann, denselben Weg nimmt, die Phase der rechts cirkularen Componente vorgerückt, die der andern aber retardirt und daher die Polarisationsebene des wieder aus dem Wirkungsbereiche des Stromes hervortretenden Strahls von der des eintretenden abweichend gefunden werden, nämlich letztere nach jener Richtung gedreht erscheinen muß, nach welcher die den Leiter umgebenden in elektrischer Spannung befindlichen Körpertheilchen von den Aethermolekeln umkreist werden und die zugleich mit der Richtung der nach Ampère's Hypothese zur Erklärung der magnetischen Erscheinungen angenommenen Molekularströme zusammenfällt.

Fassen wir nun noch einmal zusammen, was wir bezüglich der Anordnung der drei verschiedenen mit dem elektrischen Strome auftretenden Polaritäten abgeleitet haben, so finden wir, daß, wenn der Strom von Nord nach Süd geht, eine senkrecht gegen ihn gelegte Ebene auf der südlichen Seite positiv elektrisch und in Bezug auf Wärme rechts cirkular polarisirend, auf der nördlichen negativ elektrisch und links cirkular polarisirend ist, eine durch die Stromrichtung gelegte vertikale Ebene hingegen oberhalb des Stromes westlich und unterhalb östlich nordmagnetisch und in Bezug auf Wärme rechts cirkular polarisirend, oben östlich und unten westlich aber südmagnetisch und links cirkular polarisirend erscheint.

Die Wirkung eines elektrischen Stromes auf einen in dessen Nähe befindlichen Magnetpol ergibt sich aus dem aufgestellten Induktionsgesetze von selbst, wobei man sich immer gegenwärtig

zu halten hat, daß jene Aktion keine unmittelbare ist, sondern durch die den Stromleiter umgebende polar erregte Atmosphäre vermittelt wird. Wir wollen daher nur die Einwirkung eines Magnetpols auf den elektrischen Strom einer nähern Betrachtung unterziehen.

(Fig. 7.)



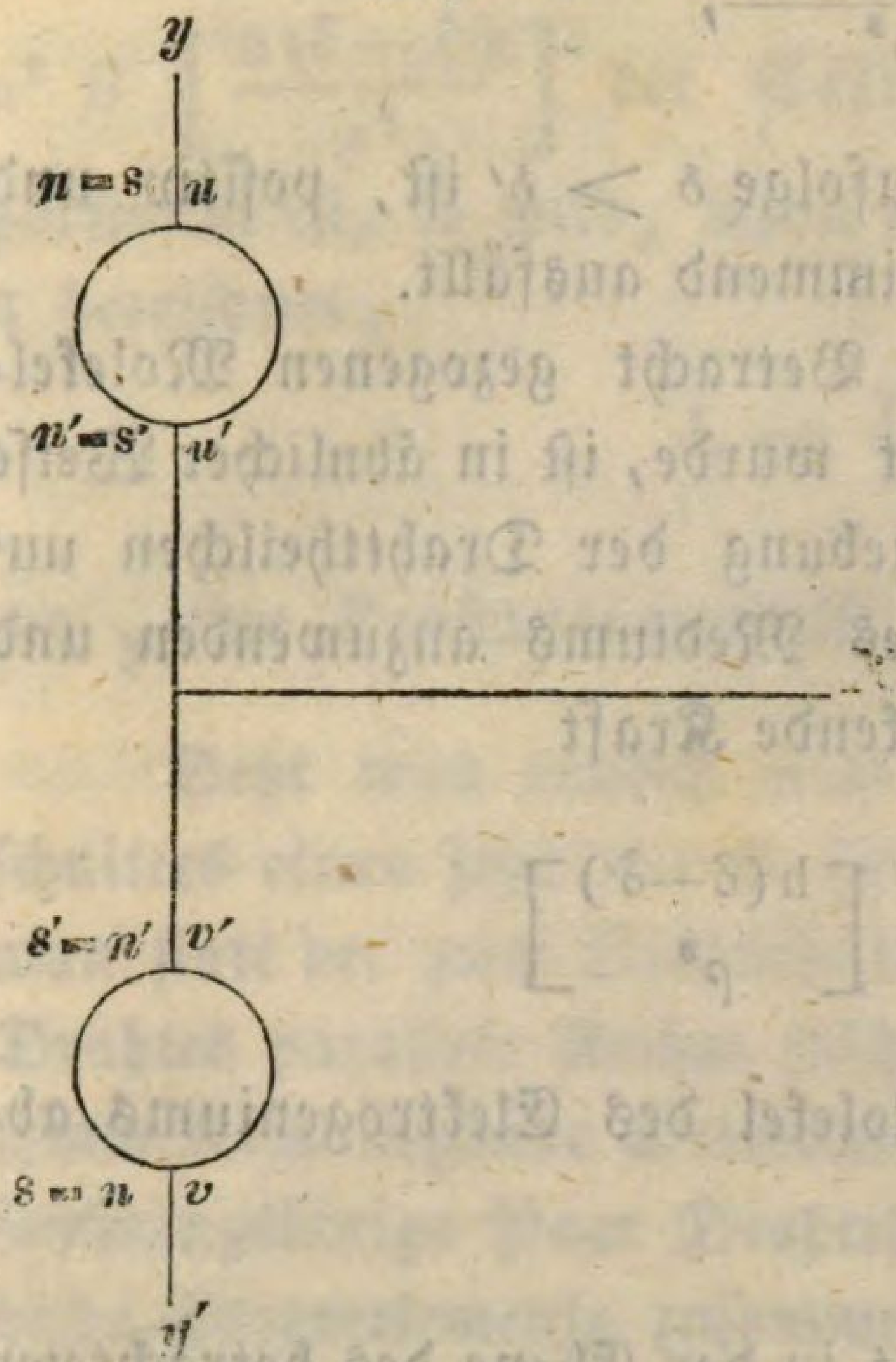
Es sei N der Nordpol eines Magneten, uu' ein beliebiges Körpertheilchen, ns ein ihm benachbartes magnetisches Molekel des Elektrogeniums, dessen Pole n und s mit N in einer durch den Punkt u der Oberfläche von uu' gehenden geraden Linie liegen und es habe die ähnliche Lage bezüglich N und u' das Molekel sn desselben Mediums, mit gleicher magnetischen Intensität aber umgekehrter Lage der Pole, so daß ns die südliche, sn die nördliche Polarität gegen N hinkehrt. Setzen wir nun ns = sn = 2δ ; Nu = Nu' = r, und bezeichnen wir die Distanzen der Mittelpunkte von ns und sn beziehungsweise von u und u' durch ρ, wobei δ gegen ρ sehr klein und der magnetischen Intensität der beiden Molekel proportional ist, so ist der Gleichung 28) gemäß die auf das Theilchen uu' in der Richtung u'y' ausgeübte Kraft

$$= \frac{ka^2\alpha^2}{r^2}\left(\frac{1}{(\rho-\delta)^2} - \frac{1}{(\rho+\delta)^2}\right),$$

wo a^2 und α^2 die oben angegebenen Bedeutungen haben und k eine Konstante vorstellt, folglich, da δ^2 gegen ρ^2 verschwindet

$$= \frac{4\,ka^2\alpha^2\delta}{r^2\rho^3}$$

(Fig. 8.)



Um dieses auf den Leitungsdraht anzuwenden, sei C der Mittelpunkt eines kreisförmigen Querschnittes desselben, uu' und vv' zwei in diesem Schnitte symmetrisch um die Axe gelegene Drahttheilchen, ns und n's' sowie sn und s'n' durch den elektrischen Strom in der oben bezeichneten Weise magnetisch gewordene Molekel des Elektrogeniums, welche beziehungsweise gegen uu' und vv' auf die im vorhin betrachteten Falle angegebene Weise ähnliche Lagen haben, und bei aufwärts gehenden Strome in n und n' nördliche, in s und s' südliche Polarität besitzen. Da in gleich weit von C abstehenden Molekeln die Stärke der polaren Erregung die nämliche ist, so hat ns mit sn und n's' mit s'n' gleiche magnetische Intensität und da die polare Erregung von C gegen die Peripherie hin zunimmt, so ist die magnetische Intensität von ns und sn größer als jene von n's' und s'n', folglich auch δ größer als δ'. Befindet sich nun in der Ebene dieses Querschnittes in der auf yCy' senkrechten Linie Cx in der Entfernung r der Nordpol N, so ist die Differenz der bei u und v auf das System der zwei unveränderlich mit einander verbundenen Drahttheilchen uu' und vv' nach entgegengesetzten Richtungen wirkenden Kräfte.

$$= \frac{4ka^2\alpha^2\delta}{r^2\rho^3};$$

die Differenz der bei u' und v' thätigen Kräfte findet man

$$= \frac{4ka^2\alpha^2\delta'}{r^2\rho^3};$$

folglich ihre Resultirende in der Richtung Cy'

$$= \frac{4ka^2\alpha^2(\delta - \delta')}{r^2\rho^3},$$

welche, da dem eben Gesagten zufolge $\delta > \delta'$ ist, positiv und daher mit der Erfahrung übereinstimmend ausfällt.

Was von den hier allein in Betracht gezogenen Molekel-Paaren des Elektrogeniums gesagt wurde, ist in ähnlicher Weise auch auf die übrigen in der Umgebung der Drahttheilchen uu' und vv' befindlichen Molekel dieses Mediums anzuwenden und man findet daher die auf diese wirkende Kraft

$$L = \frac{4ka^2\alpha^2}{r^2} S \left[\frac{h(\delta - \delta')}{\rho^3}\right]$$

wo h eine von der Lage der Molekel des Elektrogeniums abhängige Größe vorstellt.

Befindet sich der Pol N nicht in der Ebene des betrachteten Querschnittes, sondern etwa oberhalb desselben in N', so daß N als die Projektion von N' auf jene Ebene angesehen werden kann, und ist φ der Winkel, der Linie N'u mit ihrer Projektion Nu, so kann man jeden von N' ausgehenden und bei u mit der Intensität $\frac{a^2}{r^2}$ eintreffenden cirkular polarisirten Strahl in zwei andere ebenfalls cirkular polarisirte zerlegen, wovon der eine die Richtung Nu und bei u die Intensität $\frac{a^2 \cos\varphi}{r^2}$ hat, der andere aber senkrecht auf die Ebene des Querschnittes mit der Intensität $\frac{a^2 \sin\varphi}{r^2}$ bei u eintrifft. Der letztere hat, wie man leicht sieht, keine hieher gehörige Wirkung; es ist daher nur der erstere zu berücksichtigen und in dem Ausdrucke für die Kraft L anstatt $\frac{a^2}{r^2}$ zu setzen $\frac{a^2 \cos\varphi}{r^2}$, wodurch

$$L = \frac{4ka^2\alpha^2 \cos.\varphi}{r^2} S \left[\frac{h(\delta - \delta')}{\rho^3}\right]$$

wird.

Bedenkt man nun, daß a^2 der Intensität des Pols und $\alpha^2 S\left[\frac{h(\delta-\delta')}{\rho^3}\right]$ der Stärke des elektrischen Stromes proportional ist, so wird, wenn man erstere durch p, letztere durch q bezeichnet,

$$L = \frac{\gamma pq \cos\varphi}{r^2},$$

wo γ eine Konstante vorstellt.

Setzt man endlich statt des in Fig. 8 betrachteten Querschnittes einen sehr dünnen Cylinder von der Dicke ds, so erhält man statt der zwei Drahttheilchen uu' und vv' zwei der Axe des Drahtes parallele Reihen solcher Theilchen oder zwei um die Axe symmetrisch liegende Stromelemente ds, in denen auf jedes zusammengehörige Paar Drahttheilchen die Kraft L wirkt; die auf beide Stromelemente zusammen ausgeübte Kraft ist daher der Länge ds proportional und kann $= \frac{pq\,ds\cos\varphi}{r^2}$ gesetzt werden.

Die Wechselwirkung zweier elektrischen Ströme ist ebenfalls nach den hier in Anwendung gebrachten Principien leicht zu bestimmen. Man findet, daß ein Stromelement auf ein anderes nur senkrecht auf dasselbe, nicht aber in der geraden Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte wirkt, wonach die unter der Voraussetzung, daß letzteres der Fall sei, für die Wechselwirkung zweier Stromelemente aufgestellte Formel der einfacheren

$$\frac{i\,ds\,i'\,ds'}{r^2}\sin\alpha\cos\gamma$$

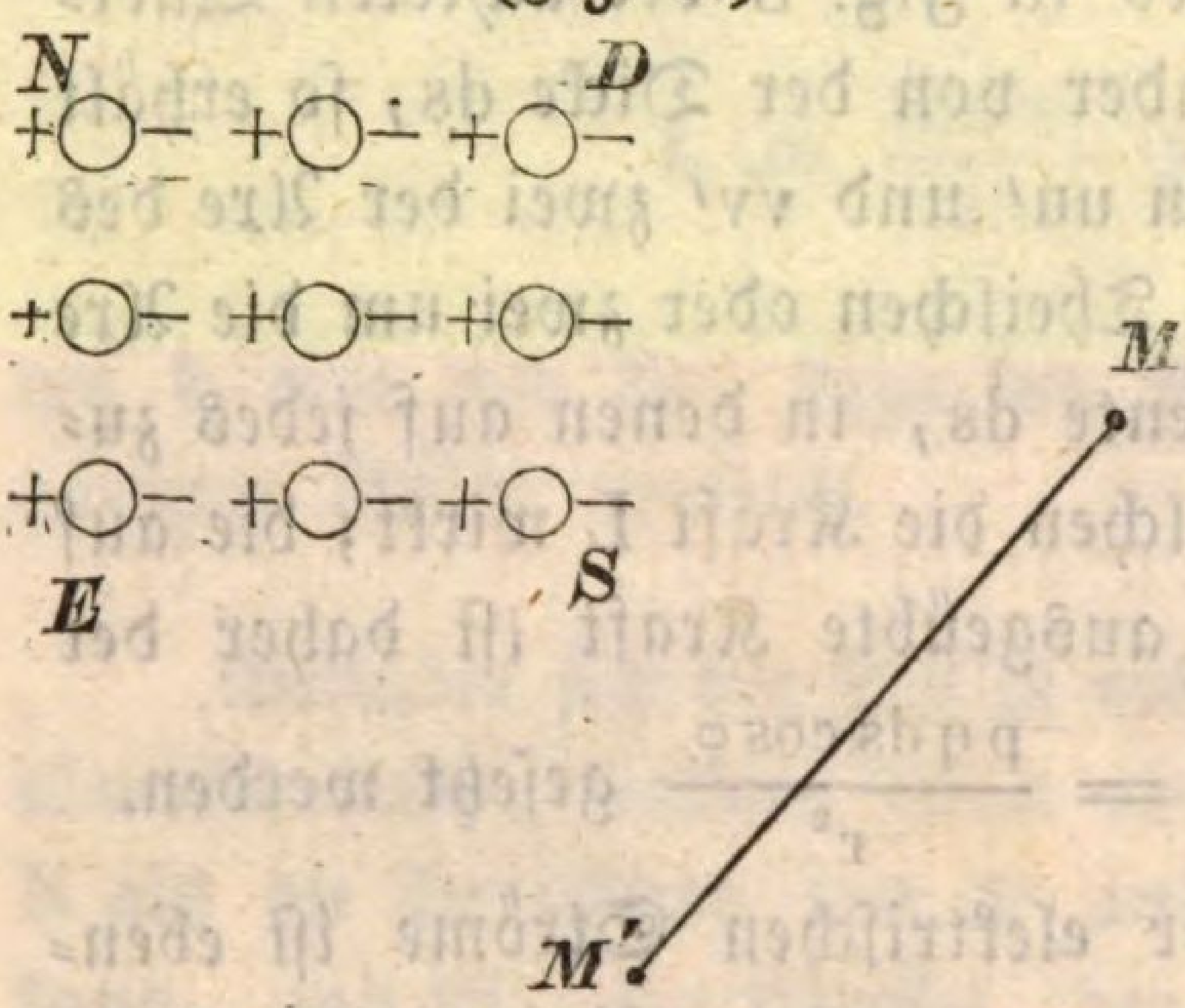
weichen muß, welche die Kraft ausdrückt, die ein Stromelement ds von der Intensität i auf ein anderes ds' von der Intensität i' senkrecht auf dasselbe ausübt, wenn ersteres mit der Verbindungslinie r ihrer Mittelpunkte den Winkel α einschließt und γ den Winkel bedeutet, den die Ebene des Winkels α mit einer durch r und das andere Stromelement gelegten Ebene bildet.

Es ist ferner klar, daß ein elektrischer Strom vermöge seiner magnetischen Eigenschaften auf andere sich ihm nähernde

oder von ihm entfernende Körper ähnliche Wirkungen äußern müsse, wie diejenigen, welche wir oben bezüglich eines Magnetpols gefunden haben. Ein dem elektrischen Strome sich nähernder Körper wird demnach abgestoßen, ein sich entfernender angezogen; ein entstehender Strom wirkt abstoßend, ein verschwindender anziehend.

Wir wollen nun auch noch sehen, wie ein bewegter Magnet in einem benachbarten Leiter einen elektrischen Strom erzeugen könne.

(Fig. 9.)



Es sei M der Nordpol eines Magneten, so wird in dem horizontalen Querschnitte eines nahen cylindrischen Leiters, dessen Mittelpunkt in der über E hinaus verlängerten Linie DE liegt und dessen erweiterte Ebene durch M geht, die Anordnung der magnetischen Polarität ungefähr der in Fig. 9 dargestellten ähnlich sein. Denken wir uns nun den Pol M plötzlich in horizontaler Richtung nach M′ versetzt, so wird jene Anordnung nicht augenblicklich und nicht für jeden Punkt des Leiters gleichzeitig, sondern erst nach und nach geändert; der Parallelismus der magnetischen Axen wird gestört und es tritt momentan eine der in Fig. 6 dargestellten ähnliche Anordnung ein, welche einen kurz dauernden elektrischen Strom zur Folge hat. Da in Fig. 9 die Südpole der dem Magnetpole näheren Theilchen des Leiters früher als die der entfernteren Theilchen gegen M′ hin gekehrt werden, so werden in dem Leiter während der Bewegung des Magnetpols von M nach M′ in der Richtung NS mehr die ungleichnamigen, in der Richtung DE mehr die gleichnamigen Pole einander zugedreht, woraus folgt, daß der in dem Leiter inducirte Strom von unten nach oben geht, wie es der Erfahrung gemäß der Fall sein muß.

Indem wir unn diesen Versuch, die vorzüglichsten Bewegungserscheinungen aus einer gemeinschaftlichen Quelle abzuleiten, hiermit beendigen, glauben wir bezüglich der Art und Weise wie man sich der hier entwickelten Ansicht gemäß die Constitution der Materie zu denken hat, noch Folgendes hinzufügen zu dürfen.

Wir sind in den vorhergehenden Deduktionen immer von der Voraussetzung ausgegangen, daß die Theilchen der zur Erklärung der gegenseitigen Aktionen der Körpertheilchen angenommenen Medien mit Anziehungs- und Abstoßungskräften begabt und unter der Herrschaft derselben nahezu im Zustande eines stabilen Gleichgewichtes befindlich seien; es ist jedoch klar, daß derselbe Weg, den wir eingeschlagen haben, um die Wechselwirkungen der Körpertheilchen zu erklären, auch zur Erklärung der Kräfte führt, die wir zu diesem Behufe den Theilchen der Medien beilegen mußten. So betrachten wir, wie bereits im Vorhergehenden bemerkt wurde, als die Ursache der zwischen den Theilchen des Wärmeäthers obwaltenden Kraftäußerungen ein zweites elastisches Medium, dessen Theilchen zwischen denen des Wärmeäthers ähnlich gelagert sind wie diese zwischen den Molekeln der Körper, und welches sich bezüglich seiner Dichte zum Wärmeäther wie dieser zu den Gasen verhalten mag. Daß unter der Wirksamkeit der aus longitudinalen Schwingungen eines solchen Mediums hervorgehenden Kräfte im Wärmeäther ein stabiles Gleichgewicht herrschen könne, glauben wir in gegenwärtiger Abhandlung dargethan zu haben. Auf diesem Wege fortschreitend wird man eine Reihe elastischer Medien erhalten, deren Dichten, von dem Wärmeäther als dem dichtesten angefangen, in einem rapiden Verhältnisse abnehmen, und wobei die Existenz eines jeden dieser Medien durch das Vorhandensein der demselben in jener Reihe an Dichte nachstehenden bedingt ist. Im Allgemeinen werden nun sowohl longitudinale als transversale Schwingungen in diesen Medien vor sich gehen können; allein da sich in der Natur keine mit merklicher Intensität in die Ferne wirkende abstoßende Kraft vorfindet, so ist nicht anzunehmen, daß sich transversale Schwingungen in irgend einem der feine-

ren Medien wie die Wellen des Lichtes und der Wärme im relativ leeren Raume ohne eine merkliche Verschluckung zu erleiden, fortpflanzen können; vielmehr muß die Fortpflanzung transversaler Schwingungen in allen für diese Bewegungsweise geeigneten feineren Medien in den Räumen zwischen den Molekeln der dichteren Medien in ähnlicher Art vor sich gehen, wie die Leitung der Wärme im Innern der Körper, wonach die aus der transversalen Schwingungsbewegung irgend eines Mediums entspringende Wechselwirkung der Theilchen eines dichteren Mediums unmerklich wird, wenn die lebendige Kraft der von denselben in jenem Medium erregten Wellen durch Absorption von Seite der dazwischen liegenden Theilchen nahezu vernichtet ist. Hierin liegt der Grund, warum keine aus transversalen Schwingungen eines Mediums entspringende Kraftäußerung zwischen den Himmelskörpern bemerkbar ist. Was die Wellen des Licht- und Wärmeäthers betrifft, welche in dieser Beziehung in Betracht kommen könnten, da sie sich im Vacuum ohne wahrnehmbaren Verlust lebendiger Kraft bis in die größten Distanzen verbreiten, so äußern sie ihre Wirkung nur auf die Oberfläche und die ihr zunächst liegenden Theile der von ihnen getroffenen Körper, mithin auf einen sehr kleinen Theil ihrer Masse, und können denselben daher keine merkliche Bewegung ertheilen, wenn nicht vielleicht in Betreff der Kometen eine Ausnahme zu machen ist, die wohl vermittelst der ihre ganze Masse durchdringenden Strahlen der Sonne eine merkliche Anziehung gegen diesen Körper erleiden mögen. Um aber die Erscheinung der Gravitation zu erklären, muß man annehmen, daß es unter den im Raume vorhandenen Medien eines oder auch mehrere von höchster Feinheit gebe, worin longitudinale Wellen bis in sehr große Distanzen ohne wahrnehmbaren Verlust lebendiger Kraft, ähnlich etwa wie Sonnenstrahlen in einem aufs äußerste verdünnten Gase, fortgepflanzt werden. Da aber diese Wellen jedenfalls während ihrer Ausbreitung im Weltraume eine wenn auch noch so geringe Verschluckung ihrer lebendigen Kraft von Seite der übrigen den Raum erfüllenden Medien erleiden, so muß man schließen, daß selbst die Gravitation nicht in jede beliebige Ferne nach dem

Newton'schen Gesetze wirke, sondern daß der erwähnte Umstand bei sehr großen Entfernungen endlich eine merkliche Abweichung von der diesem Gesetze entsprechenden Intensität jener Wirkung und zuletzt eine gänzliche Vernichtung derselben herbeiführen müsse. Da nun andererseits auch die von den Himmelskörpern ausgehenden Licht- und Wärmewellen, weil die vibrirenden Theilchen des Aethers sich in widerstehenden Mitteln bewegen, eine Verschluckung ihrer lebendigen Kraft im Weltraume erfahren, so folgt, daß auch sie nicht in jede beliebige Ferne mit einer dem Quadrate der Distanz vom Erregungsorte verkehrt proportionalen Intensität fortgepflanzt, sondern zuletzt ebenfalls vernichtet, d. h. von den übrigen Medien völlig absorbirt werden, und es ist daher anzunehmen, daß es Massen im Weltraume in solch ungeheuren Distanzen geben könne, daß zwischen denselben gar keine gegenseitige Beziehung mehr stattfindet und jede Wechselwirkung, sowohl durch Licht und Wärme als auch durch Gravitation, unmöglich ist.

Die für unsere Sinne wahrnehmbare Materie denken wir als zunächst aus sehr kleinen, einzeln nicht mehr wahrnehmbaren Theilchen, Körpermolekeln, bestehend, welche vorzüglich durch die aus den transversalen Schwingungen des Wärmeäthers und aus den longitudinalen des nächst feineren Mediums hervorgehenden Kräfte in wechselseitiger Beziehung stehen, und sowohl einfach, als auch aus mehreren einfachen Körpermolekeln gebildet sein können. Die einfachen Körpermolekel sind selbst wieder Aggregate aus Molekeln des Wärmeäthers, aber in Bezug auf die aus der Wellenbewegung desselben entspringenden Kräfte als Atome zu betrachten. Zwischen den Molekeln des Wärmeäthers, so wie auch noch zwischen den nächsten Bestandtheilen der einfachen Körpermolekel ist das zweite Medium gelagert, dessen Molekel auch wieder die nächsten Bestandtheile der Molekel des Wärmeäthers abgeben, und so in ähnlicher Weise fort. In diesem Systeme elastischer Medien herrscht nun unaufhörliche Bewegung, jedes Molekel eines Mediums erregt Wellenbewegung in den übrigen Medien und wird selbst durch die Vibrationen dieser Medien in fortwährender Bewegung erhalten, wo-

bei demnach sowohl zwischen den verschiedenen Medien unter einander, als auch zwischen den einzelnen Molekeln jedes Mediums ein immerwährender gegenseitiger Austausch lebendiger Kräfte vor sich geht. Die unveränderliche Quantität der im Weltraum vorhandenen lebendigen Kraft muß sich über das ganze System in der Art vertheilen, daß jeder Raumtheil eines Mediums und jedes Molekel desselben in einer bestimmten Zeit gerade so viel lebendige Kraft an die Umgebung abgibt, als demselben in der gleichen Zeit durch diese zugeführt wird. Es ist anzunehmen, daß ein solcher Gleichgewichtszustand zwischen den allverbreiteten Medien längst hergestellt sei, nur zwischen dem Wärmeäther und den Molekeln der geballten Materie, insbesondere der großen leuchtenden Massen, ist diese Ausgleichung bis jetzt nicht eingetreten, indem diese noch immer weit mehr Wärme durch Ausstrahlung verlieren, als von außen empfangen; aber selbst in dieser Beziehung wird im Laufe der Zeiten die Herstellung eines allgemeinen Gleichgewichtes unausbleiblich erfolgen.

Puschl, Carl Jos.

Mechanische Theorie der Staturkräfte

Wien 1851